

SÉRIE A, N° 1805

N° D'ORDRE :

2671

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES

PAR

Louis CARTAN

1^{re} THÈSE. — L'OPTIQUE DES RAYONS POSITIFS ET SES APPLICATIONS
A LA SPECTROGRAPHIE DE MASSE.

2^e THÈSE. — PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ.

Soutenues le **Juillet 1938** devant la Commission d'examen.

2 JUIL. 1938

MM. JEAN PERRIN..... *Président.*

AIMÉ COTTON.....
LOUIS DE BROGLIE...
MAURICE DE BROGLIE.

} *Examineurs.*

PARIS

MASSON ET C^{ie}, ÉDITEURS

LIBRAIRES DE L'ACADÉMIE DE MÉDECINE

120, BOULEVARD SAINT-GERMAIN

1938

SÉRIE A, N° 1805

N° D'ORDRE :

2671

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES

PAR

Louis CARTAN

1^{re} THÈSE. — L'OPTIQUE DES RAYONS POSITIFS ET SES APPLICATIONS
A LA SPECTROGRAPHIE DE MASSE.

2^e THÈSE. — PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ.

Soutenues le **Juillet 1938** devant la Commission d'examen.

MM. JEAN PERRIN..... *Président.*

AIMÉ COTTON.....
LOUIS DE BROGLIE...
MAURICE DE BROGLIE.

} *Examineurs.*

PARIS

MASSON ET C^{ie}, ÉDITEURS

LIBRAIRES DE L'ACADÉMIE DE MÉDECINE

120, BOULEVARD SAINT-GERMAIN

—
1938

FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

MM.

Doyen honoraire..... M. MOLLIARD.
Doyen..... C. MAURAIN, Professeur, Physique du Globe.

Professeurs honoraires.	{	H. LEBESGUE.	BLAISE.	G. BERTRAND
		A. FERNBACH.	DANGEARD.	ABRAHAM.
		Émile PICARD.	LESPIEAU.	Ch. FABRY.
		Léon BRILLOUIN.	MARCHIS.	Léon BERTRAND.
		GUILLET.	VESSOT.	WINTREBERT.
		PÉCHARD.	PORTIER.	DUBOSCO.
		FREUNDLER.	MOLLIARD.	BOHN.
		AUGER.	LAPICQUE.	

PROFESSEURS

M. CAULLERY.....	T Zoologie (Évolution des êtres organisés).	M ^{me} RAMART-LUCAS	Chimie organique.
G. URBAIN.....	T Chimie générale.	H. BÉGHIN.....	T Mécanique physique et expérimentale.
Émile BOREL.....	T Calcul des probabilités et Physique mathématique.	FOCH.....	Mécanique expérimentale des fluides.
Jean PERRIN.....	T Chimie physique.	PAUTHENIER.....	Physique (P. C. B.).
E. CARTAN.....	T Géométrie supérieure.	De BROGLIE.....	T Théories physiques.
A. COTTON.....	T Recherches physiques.	CHRÉTIEN.....	Optique appliquée.
J. DRACH.....	T Analyse supérieure et Algèbre supérieure.	P. JOB.....	Chimie générale.
Charles PÉREZ.....	T Zoologie.	LABROUSTE.....	Physique du Globe.
E. RABAUD.....	T Biologie expérimentale.	PRENANT.....	T Anatomie et Histologie comparées.
M. GUICHARD.....	Chimie minérale.	VILLEY.....	Mécanique physique et expérimentale.
Paul MONTEL.....	T Théorie des fonctions et Théorie des transformations.	COMBES.....	T Physiologie végétale.
L. BLARINGHEM..	T Botanique.	GARNIER.....	T Mathématiques générales.
G. JULIA.....	T Mécanique analytique et Mécanique céleste.	PÈRES.....	Mécan. théor. des fluides.
C. MAUGUIN.....	T Minéralogie.		Chimie (P. C. B.).
A. MICHEL-LÉVY.	T Pétrographie.	LAUGIER.....	T Physiologie générale.
H. BÉNARD.....	T Mécanique expérimentale des fluides.	TOUSSAINT.....	Technique Aéronautique.
A. DENJOY.....	T Application de l'analyse à la Géométrie.	M. CURIE.....	Physique (P. C. B.).
L. LUTAUD.....	T Géographie physique et géologie dynamique.	G. RIBAUD.....	T Hautes températures.
Eugène BLOCH....	T Physique.	CHAZY.....	T Mécanique rationnelle.
G. BRUHAT.....	T Physique théorique et physique céleste.	GAULT.....	Chimie (P. C. B.).
E. DARMOIS.....	T Enseignement de Physique.	CROZE.....	Recherches physiques.
A. DEBIERNE.....	T Physique Générale et Radioactivité.	DUPONT.....	T Théories chimiques.
A. DUFOUR.....	T Physique. (P. C. B.).	LANQUINE.....	T Géologie structurale et géologie appliquée.
L. DUNOYER.....	Optique appliquée.	VALIRON.....	Mathématiques générales.
A. GUILLIERMOND.	T Botanique.	BARRABÉ.....	Géologie structurale et géologie appliquée.
M. JAVILLIER.....	Chimie biologique.	MILLOT.....	Biologie animale (P.C.B.).
ROBERT-LÉVY.....	T Physiologie comparée.	F. PERRIN.....	Théories physiques.
F. PICARD.....	Zoologie (Évolution des êtres organisés).	VAVON.....	Chimie organique.
Henri VILLAT.....	T Mécanique des fluides et applications.	G. DARMOIS.....	Calcul des Probabilités et Physique-Mathématique.
Ch. JACOB.....	T Géologie.	CHATTON.....	T Biologie maritime.
P. PASCAL.....	T Chimie minérale.	AUBEL.....	Chimie biologique.
M. FRÉCHET.....	T Calcul différentiel et Calcul intégral.	Jacques BOURCART.	Géographie physique et géologie dynamique.
E. ESCLANGON....	T Astronomie.	M ^{me} JOLIOU-CURIE.	Physique générale et Radioactivité.
		PLANTÉFOL.....	Biologie végétale (P.C.B.).
		CABANNES.....	Enseignement de Physique.
		GRASSÉ.....	Biologie animale (P. C. B.).
		PRÉVOST.....	Chimie (P. C. B.).

Secrétaire..... A. PACAUD.
Secrétaire honoraire..... D. TOMBECK.



A Monsieur MAURICE DE BROGLIE

En hommage respectueux et reconnaissant.

A MES PARENTS

A MA FEMME



Digitized by the Internet Archive
in 2026

L'OPTIQUE DES RAYONS POSITIFS ET SES APPLICATIONS A LA SPECTROGRAPHIE DE MASSE

Par M. LOUIS CARTAN

INTRODUCTION

La plupart des corps simples de la chimie sont constitués à l'état naturel d'un mélange, en proportions fixes, d'atomes dont les masses affectent plusieurs valeurs distinctes. Ces atomes *isotopes*, qui se caractérisent par la même case du tableau de Mendéléieff, ont même structure électronique externe autour de noyaux différents. On les sélectionne en faisant agir sur leurs ions accélérés un jeu de champs électriques ou magnétiques auxquels leurs diverses masses sont inégalement sensibles. Les spectres ainsi obtenus sont habituellement appelés, à la suite d'Aston, *spectres de masse*.

La spectrographie de masse a aujourd'hui trois objets principaux : dresser une liste aussi complète que possible des isotopes de chaque corps simple et en mesurer les proportions naturelles ; accumuler des quantités pondérables, ou tout au moins appréciables, d'isotopes séparés ; mesurer les masses isotopiques exactes, qui s'écartent fort peu, comme on sait, d'un multiple entier de la masse de l'hydrogène. Dans ces trois domaines des résultats importants ont été acquis depuis 1920, et particulièrement au cours des deux années qui viennent de s'écouler. Il serait pourtant

d'un intérêt décisif pour notre connaissance du noyau de l'atome de les étendre encore et de les préciser.

Le recensement des isotopes naturels est vraisemblablement très avancé. Ceux que l'on connaît aujourd'hui (au nombre de 260 environ pour 83 éléments) se rangent, dans un diagramme dont les coordonnées sont la charge et la masse du noyau, sur une bande étroite qui définit une zone de stabilité nucléaire, déjà bordée en partie, du côté des masses lourdes comme des masses légères, par plusieurs noyaux identifiés comme instables au cours de recherches récentes sur la radioactivité artificielle des éléments. Il est donc peu probable que la forme de cette bande puisse être encore modifiée par la découverte de nombreux corps stables nouveaux, mais son contour reste indécis parce que c'est vers ses bords que se placent les isotopes rares. Il serait très précieux de savoir avec précision comment la zone de stabilité se raccorde à la région d'instabilité et si en particulier elles ne se chevauchent pas l'une l'autre, avec coexistence en un même point de plusieurs types de noyaux différents (isomères).

Pour ce qui est des mesures d'abondance, aujourd'hui effectuées sur tous les isotopes connus, il est difficile de dire si leur précision est insuffisante ou superflue car on ne peut encore leur attribuer une signification claire. On sait seulement qu'il doit exister une relation entre l'abondance d'un isotope et la stabilité de son noyau, ce qui autorise à penser que les données numériques rassemblées sur ce sujet prendront un jour leur pleine valeur théorique.

La séparation des isotopes en quantités appréciables permettrait surtout de mettre de l'ordre dans le domaine de la chimie nucléaire. Les résultats des transmutations artificielles prêtent trop souvent à ambiguïté du fait que les substances naturelles bombardées sont inévitablement formées d'un mélange de divers isotopes, donc de divers noyaux, qui se comportent vis-à-vis des projectiles incidents aussi différem-

ment que le feraient des corps de nature chimique différente. Ce sont des quantités de matière de l'ordre du microgramme qu'il faudrait accumuler pour avoir chance d'observer avec une suffisante intensité les produits des transmutations opérées sur elles. Ce poids correspond, avec des temps de pose de quelques heures, à des intensités de faisceaux positifs qui approchent du microampère. De tels courants sont difficilement réalisables. Sur des éléments particuliers, le lithium, le potassium et le rubidium, qui se prêtent spécialement bien à l'émission des ions, divers expérimentateurs ont obtenu, à la suite de Max Morand [1] ⁽¹⁾ et d'Oliphant, Shire et Crowther [2], des quantités de matière dont le poids approche du milligramme et même le dépasse [3]. Ces résultats restent aujourd'hui exceptionnels.

Les mesures de masse d'Aston en 1925-1927 [4], celles de Bainbridge en 1932-1933 [5], donnaient une précision relative qu'on peut évaluer à 2 ou 3 dix-millièmes. Les nombres récents d'Aston [6], de Bainbridge et Jordan [7], de Mat-tauch et Herzog [8, 9], de Dempster [10], sont approchés à quelques cent-millièmes. On peut encore en préciser la valeur en faisant appel aux bilans d'énergie des désintégrations nucléaires. Ceux-ci fournissent, par application de la loi de correspondance d'Einstein entre la masse et l'énergie, d'autres valeurs de masse à peu près également approchées, dont la comparaison avec les mesures directes de spectrographie permet de rectifier des erreurs et de diminuer des incertitudes. Nous avons pu ainsi, dans un autre ouvrage [11], préciser notablement les masses de quelques corps fondamentaux. Mais la précision moyenne de 2 cent-millièmes à laquelle on atteint par cette méthode est encore à peine suffisante. Ce qui est intéressant au point de vue théorique, c'est la valeur de la contraction de masse qui se produit lorsqu'on

(1) Les nombres placés entre crochets renvoient à la bibliographie, page 80.

ajoute à un noyau une particule élémentaire (proton ou neutron) afin de former un nouveau noyau plus lourd d'une unité environ. Ce « défaut de masse » vaut expérimentalement 10^{-2} unité en moyenne. Pour que les écarts par rapport à cette moyenne soient bien connus, il faut que la différence des masses des deux noyaux comparés, et *a fortiori* ces masses elles-mêmes, soient connues avec une erreur absolue inférieure à 10^{-3} . Il n'en est ainsi aujourd'hui que pour les noyaux légers, de masse plus petite que 40. Il serait essentiel d'étendre ces résultats à toute l'échelle des corps simples qui monte, comme on sait, jusqu'à la masse 238.

Le manque de précision des mesures de masse tient, pour la plus grande part, à l'insuffisance de finesse des raies spectrales ; la difficulté des essais de détection ou de séparation des isotopes tient à leur insuffisance d'intensité. Ces deux défauts ont une origine commune : *l'imperfection des procédés de focalisation*,

On sélectionne les particules d'un faisceau d'après leur masse, en les déviant dans un champ magnétique perpendiculaire à leur direction moyenne. Leur rayon de courbure ρ dans le champ H vaut, en fonction de leur masse m , de leur vitesse v et de leur charge e :

$$H\rho = \frac{mv}{e} .$$

L'analyse n'est précise que si la vitesse des particules est homogène et, bien entendu, le faisceau étroit sur tout son parcours. Or. les sources d'ions positifs produisent habituellement des faisceaux larges, divergents et non monocinétiques. Si l'on est obligé de les étrangler à travers un diaphragme fin, d'en définir la direction par une collimation sévère et d'en isoler en outre les particules dont l'énergie est très voisine d'une valeur unique, le rendement des spectrographes devient minime : il n'est pas rare qu'un courant d'ions de plusieurs milliampères soit réduit à un millième de

microampère quand il parvient sur le système récepteur. D'autre part, on ne peut limiter à l'excès l'intensité reçue, si bien que la largeur des raies reste, en pratique, assez grande.

De nombreux efforts ont été déployés, dès 1918, pour échapper à cette difficulté. Dempster s'est attaché tout d'abord, en travaillant sur des particules de même énergie, à former sur le système récepteur une image non agrandie du diaphragme initial [12] : il fixait à 180° la rotation des rayons à l'intérieur du champ, suivant une méthode qui était utilisée depuis plusieurs années déjà pour les analyses de faisceaux électroniques et dont nous rappelons le principe à la page 54 de cette thèse. Malheureusement l'appareil de Dempster ne s'accommode que de faisceaux monocinétiques ou monoénergétiques. Certains types de sources produisent bien des faisceaux d'énergie à peu près homogène : les ions sont formés sans vitesse importante par l'échauffement de sels cristallins ou par l'impact d'électrons lents dans un gaz, puis accélérés sous une différence de potentiel fixe. Mais il subsiste toujours une petite dispersion des énergies qui étale les raies, de sorte que la méthode se prête aux recherches d'isotopes mais non aux mesures de masses. D'autre part, un petit nombre d'éléments seulement se laissent ainsi ioniser avec abondance. Quand on veut faire usage de la décharge à haute tension dans un gaz raréfié, qui a une portée pratique plus générale, on est obligé de filtrer, entre la source et le champ magnétique, soit les vitesses comme Bainbridge [13], soit les énergies comme Aston [14]. La focalisation, à moins de précautions spéciales, est détruite et la construction de l'appareil devient compliquée.

Nous avons cherché à mettre au point une nouvelle méthode de focalisation des angles, qui permette précisément d'utiliser avec simplicité les types de sources les plus généraux et nous avons pensé qu'il était possible, pour cela, de faire appel aux procédés élégants de l'optique électronique.

On connaît aujourd'hui un grand nombre de *lentilles minces*, magnétiques ou électrostatiques, qui donnent, comme les systèmes centrés de l'optique lumineuse, une image ponctuelle d'une source ponctuelle. Ce sont des jeux de champs qui règnent dans un étroit domaine et possèdent la symétrie de rotation autour de l'axe du faisceau. On ne peut faire usage de ces lentilles classiques sur les ions positifs, parce qu'elles n'influencent des particules aussi lourdes et aussi rapides que pour des valeurs de champs trop intenses, irréalisables en pratique. Mais nous sommes parvenu à étudier et à mettre au point un type de lentille électrostatique dont la puissance est telle, pour des champs usuels, que les rayons positifs eux-mêmes sont concentrés par elle à de courtes distances. Cette lentille, qui trouverait des applications en dehors de la spectrographie de masse, est d'une construction et d'un maniement aisés. Adaptée à n'importe quel spectrographe, elle permet, par le seul choix d'une tension électrostatique et sans particularité aucune dans la forme du champ magnétique, de focaliser sur le système récepteur tous les rayons divergents issus du diaphragme initial.

Ainsi le plus ancien et le plus simple de tous les spectrographes de masse, celui de Sir J. J. Thomson, devient l'instrument tout désigné des recherches d'isotopes. Cet appareil, dont nous rappelons le principe page 10, donne dans un plan, sous forme de raies paraboliques, un spectre des énergies en même temps qu'un spectre des masses. A ce titre, il s'adapte à n'importe quelle source d'ions positifs (et permet même d'étudier dans le détail les conditions d'ionisation des atomes). Sa construction est facile, car la sélection des masses est effectuée avec un champ magnétique de faible valeur et de petite étendue. Il en résulte certes que le pouvoir séparateur de l'appareil est médiocre, ce qui interdit la mesure précise des masses atomiques ; mais il est suffisant pour les études d'isotopes, ainsi que l'ont montré notamment Zeeman et de Gier [15]. Nous avons construit, au laboratoire de

M. Maurice de Broglie, un spectrographe de ce type, et lui avons adapté notre lentille. L'intensité des faisceaux recueillis s'est trouvée multipliée par un facteur 1 000 sans que la finesse des raies soit compromise.

C'est plus particulièrement à la séparation matérielle des isotopes que nous avons utilisé notre appareil. Les résultats récents obtenus dans ce domaine [3] l'ont été grâce à un perfectionnement de la méthode de Dempster. Les ions sont encore produits sans vitesse notable, mais ils sont concentrés avant toute analyse en un faisceau parallèle, par les méthodes ordinaires de l'optique des électrons qui s'appliquent ici parce que les particules ont une énergie faible. Cette forme particulière de faisceau permet la suppression du diaphragme initial, car le champ magnétique transversal du spectrographe peut donner une image fine d'une source large si celle-ci paraît indéfiniment éloignée (il suffit, par exemple, de porter de 180° à 90° l'angle de rotation des particules dans le champ). Malheureusement ce procédé, qui a l'avantage précieux de réduire au minimum les pertes d'intensité, ne s'applique, comme celui de Dempster lui-même, qu'à un nombre restreint d'éléments. Notre méthode est, pensons-nous, plus générale. De fait, elle nous a permis de purifier pour la première fois l'isotope 12 du carbone, en quantité suffisante (0,1 microgramme) pour qu'il puisse être soumis à l'épreuve des bombardements nucléaires. Les recherches se poursuivent sur les isotopes du bore. C'est dans la première partie de cette thèse que nous exposons en détail, avec ces résultats, les propriétés de notre lentille et les caractéristiques de notre spectrographe.

Les aberrations relativement importantes de notre lentille imposent à la finesse des raies une limite qui doit être dépassée dans les recherches de haute précision. Aussi les méthodes de focalisation en champ magnétique transversal, avec filtration préalable des énergies, restent-elles seules efficaces pour la mesure des masses atomiques. Aston en fut l'initia-

teur. Il obligeait les particules à passer, dès la sortie du diaphragme, entre deux plateaux très voisins portés à des potentiels différents. Le champ électrique ainsi créé élimine les rayons d'énergie trop grande ou trop faible, quelle que soit leur masse. Aston calculait les formes et les emplacements de ses champs, comme la position et l'orientation de sa plaque photographique, de manière à focaliser les rayons d'énergies voisines, ce qui lui permettait d'admettre une bande d'énergie large de quelques centièmes en valeur relative [16]. Malheureusement la focalisation des angles était ainsi sacrifiée. On s'attache aujourd'hui à assurer simultanément les deux focalisations par un choix meilleur des géométries. En même temps on s'efforce de sauvegarder certaines qualités également essentielles pour la précision des mesures : la dispersion doit être grande sans que les dimensions de l'appareil deviennent démesurées; l'échelle des masses doit avoir une expression mathématique simple afin que des intrapolations puissent être effectuées sans qu'on ait à se reporter à une courbe d'étalonnage empirique, etc. ⁽¹⁾.

Le problème est, dans son ensemble, complexe. Expérimentalement, il n'a reçu que des solutions imparfaites : Dempster en 1935 [17], Bainbridge et Jordan en 1936 [18], ont construit des spectrographes qui n'assurent les deux focalisations qu'en un seul point du spectre des masses; Mat- tauch, en 1936 [8], a mis au point un appareil à double focalisation étendue, mais à faible dispersion. En théorie, il faut d'abord généraliser le système de focalisation magnétique à 180°; R. Herzog l'a fait par le calcul en 1934 [19]; nous reprenons la question par la géométrie pure dans la seconde partie de cette thèse (chapitre 1^{er}). Puis il faut étudier le problème sous tous ses aspects; nous le faisons d'un point de

⁽¹⁾ Pour toutes ces questions techniques, voir, par exemple, l'ouvrage que nous avons publié en collaboration avec MM. THIRBAUD et COMPARAT : *Quelques techniques actuelles en physique nucléaire*. Paris, Gauthier-Villars (1938) (seconde partie, chap. 1^{er}).

vue systématique dans le deuxième chapitre de cette même partie. Nous pouvons ainsi apporter des solutions d'ensemble au problème technique de l'analyse d'un faisceau de corpuscules. Nos résultats s'appliquent non seulement à la spectrographie de masse, mais aussi à la spectrographie des énergies quand les particules sélectionnées sont toutes de même nature (particules α , par exemple). En dehors des appareils connus que nous précisons parfois dans leurs caractéristiques, nous proposons plusieurs appareils nouveaux, dont un spectrographe qui a, en principe, toutes les qualités requises pour assurer la mesure des masses avec une précision qui dépasse nettement la limite actuellement atteinte.

C'est donc en amorçant l'étude méthodique d'une véritable *optique des rayons positifs* que nous avons cherché à perfectionner les techniques de spectrographie de masse et à en améliorer les résultats.

C'est à M. Maurice de Broglie que je dois d'avoir pu mener à bien les travaux que je vais exposer. Depuis qu'il m'a accueilli dans son laboratoire, il n'a cessé de m'encourager de son incomparable bienveillance. Son appui matériel comme le contact de son expérience scientifique ont été pour moi d'un prix inestimable. Je lui exprime ici ma très profonde reconnaissance. J'éprouve aussi une vive gratitude à l'égard de M. Jean Thibaud qui fut le premier à m'orienter vers la recherche et dont les conseils éclairés facilitèrent grandement mes débuts. Enfin je remercie amicalement M. Maurice Coulon, mécanicien du laboratoire, dont l'habileté technique, l'ingéniosité et le dévouement m'ont apporté une aide précieuse dans mon travail quotidien.

PREMIÈRE PARTIE

LENTILLE ÉLECTROSTATIQUE A RAYONS POSITIFS SÉPARATION DES ISOTOPES

CHAPITRE PREMIER

Rôle et propriétés d'une lentille électrostatique à rayons positifs.

C'est au cours de recherches effectuées avec un spectrographe de masse du type des paraboles que nous avons imaginé et mis au point notre lentille. Ce spectrographe nous ayant permis d'en vérifier les propriétés, il nous paraît utile d'en rappeler dès maintenant le principe.

1. Principe du spectrographe à paraboles (J. J. Thomson).

— Le faisceau d'ions positifs, produit par exemple par décharge en gaz raréfié, est étranglé au passage de la cathode par un diaphragme fin S_1 (fig. 1). Un second diaphragme S_2 , à quelques centimètres du premier, filtre une direction privilégiée. Les particules admises pénètrent ensuite dans une région où règnent deux champs, l'un électrique, l'autre magnétique, parallèles entre eux et perpendiculaires à la direction filtrée. Ces champs impriment aux ions deux déviations croisées. Si l'axe des z coïncide avec la direction des particules et l'axe des x avec la direction des champs, la projection du mouvement sur le plan des zx est un arc de parabole (effet du champ électrique), sur le plan des zy un arc de cercle (effet du champ magnétique). La longueur l du

domaine où règnent les champs et les intensités h et H de ceux-ci sont choisies assez faibles pour que l'inclinaison de la trajectoire sur l'axe des z reste petite. Dans ces conditions la projection de la vitesse de la particule sur cet axe est sensiblement constante, soit v . Dans le plan des zy , par exemple, l'équation du mouvement est (en grandeur) :

$$m \frac{d^2y}{dt^2} = mv^2 \frac{d^2y}{dz^2} = evH,$$

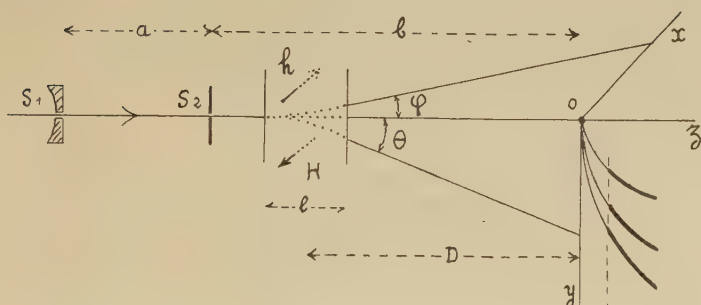


Fig. 1. — Principe du spectrographe à paraboles.

où m est la masse de la particule et e sa charge. La déviation θ imprimée par le champ magnétique vaut :

$$\theta = \int_0^l \frac{d^2y}{dz^2} dz = \frac{e}{m} \cdot \frac{1}{v} \cdot Hl.$$

La déviation électrique φ s'obtient de même en substituant h à vH :

$$(1) \quad \varphi = \frac{e}{m} \cdot \frac{1}{v^2} \cdot hl.$$

On reçoit les particules dans un plan xy situé à la distance D du centre des champs. Comme :

$$(2) \quad \begin{aligned} x &= \varphi D, \\ y &= \theta D, \end{aligned}$$

les particules de même masse, ou plutôt de même rapport de la masse à la charge, se groupent sur des paraboles :

$$\frac{y^2}{x} = \frac{e}{m} \cdot \frac{H^2}{h} lD,$$

tandis que les particules de même énergie tombent toutes à la même distance de l'axe des y . En pratique on observe une série discontinue d'arcs de paraboles correspondant aux valeurs discontinues de la masse (la charge e est le plus souvent égale au quantum élémentaire d'électricité). Ces arcs sont limités à une même parallèle à l'axe des y , caractéristique de l'énergie communiquée aux ions par la totalité de la tension accélératrice appliquée au tube producteur.

2. Nécessité d'une focalisation. — Ce spectrographe n'assure de focalisation d'aucun genre. Les diverses énergies sont étalées le long de chaque parabole. Le trou cathodique S_1 qui isole un pinceau fin doit avoir un diamètre nettement inférieur à la largeur désirée des raies ; il est en pratique de l'ordre du dixième de millimètre et ne laisse passer que le millième de l'intensité produite. Ce rendement se trouve encore considérablement réduit par l'intervention du diaphragme S_2 . Dans un appareil de 50 cm. de long, donnant des paraboles de 0 mm. 5 de large, l'ouverture du pinceau admis par S_2 n'excède pas le millième de radian alors que les ions se répandent en fait dans un angle dont l'ouverture est cent fois plus grande. Avec d'autres causes de perte secondaires, l'intensité recueillie sur une parabole, dans les premiers essais effectués sur notre spectrographe, était de l'ordre de 10^{-12} ampère pour un courant initial de 1 milli-ampère.

Une lentille agissant sur les ions positifs permettrait, si elle était mise à la place du diaphragme S_2 , de concentrer sur la plaque photographique tous les rayons divergents issus de la source quasi-ponctuelle S_1 . Un simple réglage de champ permettrait de donner à sa distance focale f la valeur

nécessité par la géométrie de l'appareil ; a étant la distance de S_2 à S_1 , b la distance sensiblement constante de S_2 au point d'impact du rayon sur la plaque, il faudrait :

$$\frac{1}{a} + \frac{1}{b} = \frac{1}{f}.$$

Dans notre appareil $a = 12$ cm. 6, $b = 32$ cm. 4, $f = 9$ cm. 1.

On sait que la difficulté est précisément de trouver des types de lentilles dont les distances focales descendent à des valeurs aussi faibles pour des intensités de champs encore pratiquement réalisables. En montrant pourquoi la puissance des lentilles à électrons est insuffisante, nous serons amené à introduire naturellement, dans son principe, la lentille à rayons positifs que nous proposons.

3. Inefficacité des lentilles à électrons. — Les lentilles électroniques sont de deux types : électrostatiques et magnétiques.

Les lentilles électrostatiques usuelles comportent plusieurs électrodes centrées sur le faisceau mais qui ne le rencontrent pas. Dans ces conditions, aucune charge électrique autre que celle, très faible, portée par les particules en mouvement n'emplit le domaine que celles-ci traversent au sein de la lentille. D'après l'équation de Poisson :

$$(3) \quad \Delta\Phi = 0$$

la divergence du champ électrique est nulle : la variation de sa composante axiale h_z introduit une composante radiale h_r dont l'expression à une petite distance de l'axe, r , est :

$$(4) \quad h_r = -\frac{1}{2} \frac{dh_z}{dz} \cdot r.$$

L'apparition de cette composante traduit le fait que les surfaces équipotentielles se courbent quand elles ne sont pas équidistantes. Le mouvement radial d'une particule de

charge e , de masse m et de vitesse axiale v dépend directement de h_r , par l'équation :

$$(5) \quad \frac{d^2 r}{dz^2} = v \frac{d}{dz} \left(v \frac{dr}{dz} \right) = \frac{e}{m} h_r.$$

La distance r ne subit pas elle-même de variation sensible lors de la traversée de la lentille, quand celle-ci est mince. Mais l'inclinaison $\frac{dr}{dz}$ du rayon sur l'axe est modifiée d'un angle α , qui s'exprime simplement si l'on mesure l'énergie cinétique de la particule par le potentiel $-\Phi(z)$ du point où elle se trouve, rapporté à l'anode du système producteur ⁽¹⁾ :

$$(6) \quad \alpha = - \frac{r}{4\sqrt{\Phi}} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\Phi'}{\sqrt{\Phi}} dz.$$

Cette relation montre, d'une part, que l'image d'une source ponctuelle est ponctuelle puisque α est proportionnel à r (au second ordre près) ; d'autre part que *la puissance* :

$$\frac{1}{f} = - \frac{\alpha}{r}$$

d'une lentille électrostatique ne dépend que de l'énergie des particules qui la traversent et non de leur masse.

Les lentilles magnétiques sont formées de courts solénoïdes qui ont même axe que le faisceau. Leur action ne diffère pas essentiellement de celle d'un solénoïde long à l'intérieur duquel le champ serait homogène et qui enfermerait aussi bien l'image que l'objet. Sous l'action d'un tel champ, la projection de la trajectoire de chaque particule sur un plan perpendiculaire à l'axe serait un cercle décrit avec une vitesse angulaire :

$$(7) \quad \omega = - \frac{e}{m} H$$

(1) Il est commode, en vue de l'application que nous voulons faire de ces formules, de supposer dès maintenant la charge des particules positive.

et les trajectoires elles-mêmes seraient des hélices circulaires de pas :

$$(8) \quad d = v \cdot \frac{2\pi}{\omega} = \frac{2\pi m v}{eH},$$

car la vitesse axiale v des particules est sensiblement constante pour de faibles inclinaisons initiales.

L'expression (7) de la vitesse angulaire suppose que l'on compte les angles, dans le plan de projection, autour du centre de chaque cercle. On obtient une formule plus générale en prenant pour centre des coordonnées polaires dans ce plan un point fixe, la projection de la source par exemple. Ce point est commun à toutes les circonférences, et par rapport à lui la vitesse angulaire est :

$$(9) \quad \theta' = \frac{\omega}{2}$$

tandis que les variations du rayon vecteur r sont pendulaires :

$$(10) \quad \frac{d^2 r}{dt^2} = - \frac{\omega^2}{4} r.$$

Sous cette forme, les équations (9) et (10) restent valables dans un champ quelconque, en raison d'une relation analogue à (4) qui exprime l'inexistence des masses magnétiques; il faut seulement faire figurer dans l'expression (7) de ω la composante axiale H_z du champ. La constance approximative de v permet d'écrire, dans (10) :

$$\frac{d^2 r}{dt^2} = v^2 \frac{d^2 r}{dz^2},$$

d'où l'on déduit, comme à partir de (5), la distance focale d'une lentille mince :

$$\frac{1}{f} = \frac{e}{8m\Phi} \int_{-\infty}^{+\infty} H_z dz.$$

La puissance d'une lentille magnétique est inversement proportionnelle à l'énergie et à la masse des particules qui la traversent.

Cette circonstance en rend l'emploi impossible sur des corpuscules lourds et rapides. Les rayons positifs de notre tube à gaz sont accélérés sous 20 à 40 kilovolts. Pour obtenir la distance focale désirée (9 cm. 1), il faudrait déjà 400 gauss sur 1 cm. avec des électrons de cette énergie. Avec des ions atomiques 100 000 fois plus lourds, on aurait besoin de champs pratiquement irréalisables. Un solénoïde long serait, en raison de la formule (8), un peu plus favorable ; pourtant un champ de 10 000 gauss ne concentrerait encore, à 50 cm., que les ions de masse 10.

Les lentilles électrostatiques, elles, sont inefficaces sur des particules d'aussi grande énergie que les nôtres. Il est impossible, en effet, de leur appliquer, sous le volume réduit qu'elles doivent conserver, des potentiels supérieurs à quelques milliers de volts sans se heurter à de graves difficultés (insuffisance des isollements, décharges spontanées à l'intérieur du gaz, complexité des sources de tension constante). Or la puissance d'une lentille électrostatique devient négligeable quand la tension d'accélération des corpuscules qui la traversent est nettement supérieure aux potentiels qui lui sont appliqués. On peut, en ce cas, et en première approximation, considérer $\sqrt{\Phi(z)}$ comme constant dans l'intégration de l'expression (6), de sorte que la distance focale se réduit à :

$$(11) \quad \frac{1}{f} = \frac{h_2 - h_1}{4V},$$

où V est la valeur absolue du potentiel accélérateur, et h_1 et h_2 les valeurs des champs sur l'axe à l'entrée et à la sortie de la lentille. Cette quantité est nulle si, comme à l'ordinaire, la lentille est plongée dans un milieu neutre où $h_1 = h_2 = 0$. L'approximation supérieure conduit alors à la formule :

$$\frac{1}{f} = \frac{1}{8V^2} \int_{-\infty}^{+\infty} h_z^2 dz.$$

Même avec des champs de 10 000 volts-cm. régnant dans

une lentille de 1 cm. de large, la distance focale est de l'ordre du mètre pour des rayons de 30 kilovolts.

4. Principe d'une lentille électrostatique à grille. — Il est possible d'obtenir des puissances très supérieures en interposant des électrodes sur le trajet du faisceau. La relation de base (3) n'est plus vérifiée. Cette relation déterminait la répartition du potentiel dans l'espace en fonction de son expression le long de l'axe; celle-ci étant donnée, soit $\Phi(z)$, le rayon de courbure ρ des surfaces équipotentiellles au voisinage de l'axe se trouvait donc imposé ⁽¹⁾ :

$$(12) \quad \rho = \frac{2\Phi'}{\Phi''}.$$

Il y avait là une restriction analogue à celle qui interdirait à un opticien de régler à volonté les courbures de ses miroirs une fois qu'il a fait choix de l'indice de son verre. Cette analogie est même profonde, si l'on songe à l'aspect ondulatoire d'un faisceau de particules en mouvement. La vitesse de phase w de l'onde qui lui est associée vaut, d'après la relation de Louis de Broglie,

$$w = \frac{c^2}{v},$$

la constante c désignant la vitesse de la lumière, grande par rapport à v . Comme en optique lumineuse, la focalisation résulte d'une variation de la vitesse de phase, donc du potentiel électrostatique, qui détermine v et joue le rôle de l'indice de réfraction.

Un exemple simple montre comment une électrode transversale peut modifier de façon favorable la courbure des surfaces équipotentiellles. Un type usuel de lentille électronique est constitué de trois disques parallèles, évidés

⁽¹⁾ Une démonstration de la formule (12) figure notamment dans l'ouvrage de E. BRÜCHER et O. SCHERZER. *Geometrische Elektronenoptik*, Berlin (1934), 65.

circulairement en leur centre, le disque central étant porté à une tension v ⁽¹⁾, positive ou négative, par rapport aux disques extérieurs qui sont au potentiel même du milieu ambiant. Les surfaces équipotentiellles sont dessinées figure 2. Elles se déforment en sens inverse au centre et aux bords de la lentille. Quel que soit le signe de la tension appliquée, les disques extrêmes produisent donc un effet opposé à celui du dis-

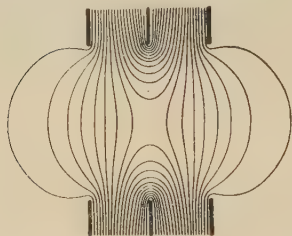


Fig. 2. — Forme des surfaces équipotentiellles dans une lentille électronique classique.

que médian. L'effet résultant est toujours convergent parce que les particules sont accélérées au passage du disque défavorable, mais la puissance est faible pour des particules rapides. Pour de telles particules, la formule (11) est valable en première approximation : l'effet des deux disques extrêmes, mesuré par la déviation angulaire α_1 qu'ils

impriment aux rayons, est, en désignant par h la valeur maxima du champ à gauche du disque central :

$$(13) \quad \frac{\alpha_1}{r} = - \frac{h}{2V};$$

la déviation α_2 due au disque médian est au contraire :

$$(14) \quad \frac{\alpha_2}{r} = + \frac{h}{2(V-v)};$$

v étant faible vis-à-vis de V , la somme algébrique de ces deux angles est, comme il fallait s'y attendre, voisine de zéro.

Mais il est possible d'annuler entièrement l'un des effets,

(1) Il va de soi que ce symbole v n'a rien de commun avec celui qui désignait jusqu'à présent la vitesse des particules. C'est dans son nouveau sens qu'il faudra l'entendre dans la suite de ce chapitre.

et lui seul, en bouchant l'évidement du disque central par une feuille métallique mince qui accompagne les surfaces équipotentiellles et assure leur planéité dans son voisinage. Seule est conservée l'action des disques extrêmes. Pour des tensions négatives (et des particules chargées positivement), la lentille est pleinement convergente; pour des tensions positives, elle est pleinement divergente. Cet arrangement, suggéré par Knoll dans une publication de 1932 [20], est celui que nous avons adopté. Bien entendu, il faut substituer une grille à la feuille pleine qui arrêterait les particules. Nous examinerons au paragraphe suivant les aberrations qui en résultent. Une valeur approximative de la distance focale peut être dès maintenant déduite de la relation (13), où h représente cette fois le champ au voisinage immédiat de la grille :

$$(15) \quad \frac{1}{f} = \frac{h}{2V}.$$

Quand l'ouverture de la lentille est faible vis-à-vis de sa largeur l , h est en relation simple avec la tension v appliquée à la grille :

$$(16) \quad h = - \frac{2v}{l},$$

de sorte que :

$$(17) \quad \frac{1}{f} = - \frac{v}{V} \cdot \frac{1}{l}.$$

Pour une lentille de 1 cm. de large, une tension de l'ordre du dixième de la tension d'accélération des ions suffit à assurer la focalisation à la distance qui nous est imposée.

5. Aberrations. — Au voisinage de la grille les surfaces équipotentiellles ne sont pas strictement planes. A travers chaque maille, elles s'incurvent. Dans le petit domaine intérieur à la maille elles sont de révolution par rapport à son axe, pour autant du moins que les mailles sont fines et circulaires, et l'équation (3) est vérifiée. La relation (14) qui don-

nait la déviation angulaire de divergence imprimée à un faisceau de particules rapides par le disque central de la figure 2 reste donc valable pour chacune des mailles de la nouvelle lentille et pour chacun des pinceaux qu'elles délimitent. Mais la distance r doit être mesurée cette fois par rapport à l'axe de la maille, alors que dans la relation qui exprime l'effet de convergence des disques extrêmes, la quantité analogue, que nous désignerons maintenant par R , reste mesurée par rapport à l'axe général :

$$(13 \text{ bis}) \quad \frac{\alpha_1}{R} = - \frac{h}{2V}.$$

Les rayons qui passent par l'axe de chaque maille, à la distance R_0 de l'axe général, ne subissent au passage de la grille aucun effet de divergence puisque r est nul pour eux, mais ils subissent à plein l'effet de convergence. Issus d'une source ponctuelle, ils viennent se concentrer en un point (à condition de négliger, bien entendu, la largeur de la lentille et les termes du second ordre en α^2). C'est pour eux que la notion de distance focale est définie avec précision et la relation (15) vérifiée.

Quant aux rayons qui ne sont pas confondus avec l'axe du pinceau dont ils font partie, mais traversent la lentille à la distance r de cet axe élémentaire et à la distance $R_0 + r$ de l'axe général (fig. 3), ils subissent, *par rapport au rayon central de leur pinceau*, les déviations successives de convergence et de divergence α_1 et α_2 des formules (13) et (14) qui, comme on sait, s'annulent l'une l'autre pour des particules rapides. La convergence propre des pinceaux délimités par chaque maille de la grille n'est donc pas modifiée par la lentille, mais tous les pinceaux sont cassés dans leur ensemble de manière que leurs axes viennent se recouper sur l'axe général en un point dont la position se déduit de l'expression (15) de la distance focale. La figure 3 schématise cet effet sur un faisceau incident parallèle : l'image a alors

même diamètre que les mailles. Quand, plus généralement, le faisceau est quelconque, *l'image a la même grandeur que si le faisceau était délimité dans le plan de la lentille par un seul trou de la dimension des mailles de la grille*. Sur notre spectrographe de masse, en particulier, la largeur des paraboles en leur région de mise au point, et par suite la sélectivité de l'appareil, ne sont pas altérées par la substitution à l'ancien diaphragme collimateur d'une lentille dont les mailles ont la même largeur. *L'intensité recueillie se trouve, à finesse de raie égale, multipliée par le nombre des mailles que frappent les rayons*.

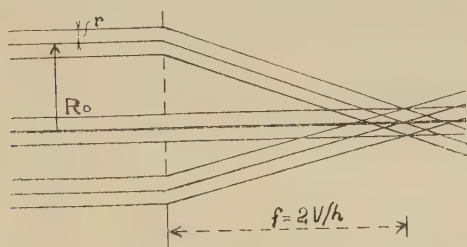


Fig. 3. — Concentration d'un faisceau parallèle par notre lentille à grille.

Notre lentille joue à la manière d'un système d'optique lumineuse qui serait composé d'une multitude de petites lentilles divergentes réparties dans un plan et insérées entre deux lentilles convergentes de grande ouverture, l'ensemble étant assez étroit pour jouir des propriétés d'une lentille mince. Un rayon quelconque passe toujours à proximité du centre optique de la lentille divergente qu'il traverse, tandis qu'il peut être très éloigné de l'axe des lentilles convergentes. C'est parce que le système n'est pas centré qu'il est efficace. Il est à remarquer que l'analogue de chaque maille de la grille est bien une petite lentille et non un simple trou percé dans un écran. Ce dernier système éviterait naturellement toute aberration, mais il n'a pas d'analogue en optique élec-

trostatique où la transition d'un champ à un autre entraîne nécessairement une courbure des surfaces équipotentielles.

6. Distance focale. — La distance focale étant maintenant définie avec précision, il est possible d'en donner une valeur plus exacte. Le calcul qui nous a conduit aux formules (15) et (17) est légitime dans son principe mais il repose sur la relation (11) qui néglige les variations de l'énergie des particules au sein de la lentille. En en tenant compte, il faudrait ajouter au second membre de (17) des termes développés suivant les puissances supérieures de $\frac{v}{V}$, mais il se trouve que les termes du second ordre s'annulent quand la relation (16) est valable. La distance focale d'une lentille de faible ouverture est donc donnée avec une approximation suffisante par la formule (17).

Quand l'ouverture de la lentille n'est pas négligeable, c'est le terme du premier ordre en $\frac{v}{V}$ qui est lui-même mis en cause. Le champ au voisinage immédiat de l'électrode centrale n'est plus en relation simple avec la tension qui est appliquée à celle-ci : il diminue avec le rapport :

$$p_0 = \frac{l}{2r}$$

de la demi-largeur de la lentille au rayon de son ouverture circulaire. Le second membre de la formule (17) doit alors être multiplié par un coefficient c inférieur à 1 :

$$(18) \quad \frac{1}{f} = - \frac{v}{V} \cdot \frac{1}{l} \cdot c.$$

Pour connaître la valeur numérique de c en fonction de celle de p_0 , il faudrait pouvoir calculer la valeur exacte du champ, c'est-à-dire posséder l'expression mathématique d'une fonction harmonique qui s'annule sur un plan indéfini privé d'une région circulaire de rayon r , s'annule aussi à l'infini à gauche de ce plan et prend une valeur constante v

sur la totalité d'un second plan indéfini placé à droite du premier, parallèlement à lui, à la distance $\frac{l}{2}$. Ce calcul est complexe et nous ne l'avons pas effectué. Mais on connaît la solution mathématique d'un problème voisin qui conduit, en pratique, à une bonne approximation. Si le second plan, dont nous ne précisons plus le potentiel, est placé à grande distance du premier, le potentiel Φ sur l'axe, à la distance $z = pr$ de l'évidement est ⁽¹⁾:

$$\Phi(z) = kz \left(\frac{\pi}{2} + \text{arc tang } p + \frac{1}{p} \right).$$

On peut imposer à la constante k la condition de réaliser précisément le potentiel v pour $z = \frac{l}{2}$. Le champ de potentiel ainsi défini n'est pas identique au nôtre puisque la surface caractéristique du potentiel v n'est pas plane, mais son rayon de courbure sur l'axe, déduit de la formule (12), se trouve grand vis-à-vis de r tant que p_0 n'est pas très petit, de sorte que, même pour des lentilles d'assez grande ouverture, il est légitime en première approximation d'assimiler cette surface à un plan dans le domaine que frappent les rayons. La constante c a alors pour expression :

$$c = \frac{l}{2v} \cdot \Phi' = \frac{\frac{\pi}{2} + \text{arc tang } p_0 + \frac{p_0}{1 + p_0^2}}{\frac{\pi}{2} + \text{arc tang } p_0 + \frac{1}{p_0}}.$$

Quelques valeurs numériques en sont données dans le tableau ci-dessous, qui enferme aussi les valeurs correspondantes du rapport $\frac{\rho}{r}$ dont l'expression est la suivante :

$$\frac{\rho}{r} = \left(\frac{\pi}{2} + \text{arc tang } p_0 + \frac{p_0}{1 + p_0^2} \right) (1 + p_0^2)^2.$$

⁽¹⁾ Voir, par exemple, E. BRÜCHE et O. SCHERZER. *Loc. cit.*, p. 69.

p_0	∞	2	1	0,5
ρ/r	∞	77	11,4	3,8
c	1	0,97	0,85	0,60

Enfin, on peut avoir intérêt à construire une lentille dissymétrique dans laquelle les distances l_1 et l_2 de l'électrode centrale aux disques extrêmes ne seraient pas égales. Si c_1 et c_2 sont les coefficients d'ouverture correspondants, la distance focale est donnée par la formule :

$$\frac{1}{f} = -\frac{v}{4V} \left(\frac{c_1}{l_1} + \frac{c_2}{l_2} \right).$$

7. **Vérifications expérimentales.** — Nous avons vérifié qualitativement et quantitativement, sur notre spectrographe de masse du type de Thomson, les propriétés de la lentille électrostatique que nous venons d'étudier.

En l'absence de tension sur la lentille, les paraboles correspondant à chaque masse sont démultipliées en autant de paraboles élémentaires qu'il y a de trous sur la grille. Si les mailles sont serrées, ces paraboles élémentaires se recouvrent pour former un flou continu ; si les mailles sont espacées, elles se distinguent en partie les unes des autres. De toute façon au moment où l'on applique une tension négative à la grille, on observe sur l'écran fluorescent une concentration instantanée, avec une intensité énorme, de la tache ou des raies caractéristiques de chaque masse, tandis que par application d'une tension positive la luminosité s'élargit encore au point de devenir difficilement visible. L'aspect de ce phénomène de concentration a été enregistré en deux temps sur le cliché reproduit planche I, figure 1 : à gauche la lentille ne fonctionne pas ; à droite une tension négative lui est appliquée, après que le sens du champ électrique



Fig. 1. — Concentration des raies paraboliques d'un spectrographe de Thomson par notre lentille à grille.

En haut, ombre de la grille due aux atomes neutres.

A gauche, sans tension sur la lentille, chaque trou de la grille joue le rôle de l'ancien diaphragme collimateur et donne une parabole pour chaque masse.

A droite, la lentille étant en fonctionnement, les diverses paraboles correspondant à chaque masse (dont le nombre est égal à celui des trous de la grille, soit 80) sont rassemblées en une raie unique dont la mise au point est optimale long d'une verticale. Les raies visibles sur la figure sont celles des ions H, H^2 , C et CO.

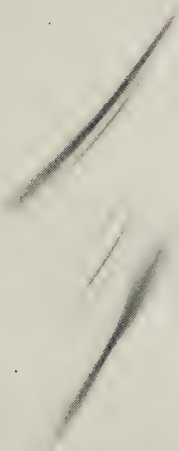


Fig. 2. — Finesse des raies obtenues avec une lentille dont la grille a 10.000 mailles.

Ce cliché (agrandi au double) reproduit les impuretés résiduelles de l'appareil. Les raies les plus intenses ont les masses 12 et 28 (C et CO). On repère en outre, en partant du bas, les raies 13, 14, 15, 16, 18 puis 25 et 26, enfin 44.

sélecteur a été inversé. La grille utilisée alors était en réalité une plaque de laiton percée de 80 trous de 0 mm. 1 de diamètre; c'est son image agrandie que donnent, en haut du cliché en son milieu, les atomes qui ont été neutralisés entre la cathode et les champs sélecteurs.

La concentration de chaque parabole n'est satisfaisante qu'en une petite partie de sa longueur et les diverses régions de mise au point sont alignées le long d'une verticale correspondant à la même déviation électrique, donc à la même énergie. C'est qu'une fois la tension v fixée sur la grille, seules les particules d'une énergie V donnée imposent à la lentille une distance focale telle que l'image du diaphragme cathodique tombe sur la plaque photographique. Les particules plus lentes ou plus rapides sont focalisées en deçà ou au delà de la plaque et en diminuant ou augmentant la tension v , on déplace vers les bords ou vers le centre de la plaque la verticale de mise au point. Le chromatisme de la lentille est peu gênant en pratique, car c'est précisément le long d'une telle verticale que s'effectuent d'ordinaire l'identification des paraboles et la mesure de leur intensité.

Connaissant la géométrie du spectrographe, l'intensité du champ électrique sélecteur et la déviation électrique x qu'ont subie les particules focalisées, il est possible, d'après les relations (1) et (2), de déterminer leur énergie. Par comparaison avec la tension v appliquée à la lentille on peut vérifier la formule (18) de distance focale. Cette méthode n'est pas très précise car la mesure de x est délicate (cf. p. 40) et la relation (1) n'est qu'approchée (elle néglige en particulier l'influence du champ de fuite électrostatique), mais c'est le seul procédé dont on puisse disposer. Nous avons monté successivement deux lentilles sur notre spectrographe, symétriques toutes deux. La première avait une largeur de 10 mm. 5 et un diamètre d'évidement de 5 mm., ce qui correspond à $p_0 = 2,1$, $c = 0,97$. Elle a donné un accord excellent entre les valeurs théoriques et expérimentales de l'énergie. Ainsi,

pour le cliché reproduit planche I, figure 1, où l'on mesure $x = 2$ cm. 05 avec $h = 540$ volts/cm. et $v = 2\,200$ volts, les valeurs de V déduites de (18) et de (1) sont respectivement 18 500 et 17 700 volts. Notre lentille actuelle a une ouverture beaucoup plus grande : $l = 5$ mm. 5, $2r = 10$ mm., $p = 0,55$. On peut considérer cette fois que la mesure de l'énergie des particules fournit une détermination expérimentale du coefficient c . Trois des meilleurs clichés enregistrés dans ces conditions, sur lesquels sont focalisées les particules de 24 900, 30 200 et 27 700 volts respectivement, ont donné $c = 0,62$, 0,58 et 0,56. La valeur moyenne 0,59 est en bon accord avec la valeur théorique, d'ailleurs approximative, 0,63. C'est le second de ces clichés qui est reproduit planche I, figure 2.

Comme grille, nous avons utilisé soit des plaques de laiton percées de trous circulaires de 0 mm. 5 ou 0 mm. 1 de diamètre répartis régulièrement ou irrégulièrement, soit des réseaux croisés de fils de cuivre dont la maille (intervalle libre entre deux fils) valait 0 mm. 4 ou 0 mm. 05. Des diaphragmes cathodiques de plusieurs dimensions différentes ont été employés et parfois l'ouverture propre de la lentille fut réduite par un diaphragme auxiliaire. La règle de largeur d'image énoncée au paragraphe 5 s'est toujours trouvée vérifiée. En particulier il n'importe pas, à l'approximation de nos mesures, que les trous soient rectangulaires ou circulaires, séparés par de larges espaces pleins ou par des fils minces. Ainsi les paraboles du cliché reproduit planche I, figure 1, ont, dans leur partie focalisée et pour celles tout au moins qui ont atteint leur pleine exposition, la largeur même (0 mm. 6) qu'on doit attendre de la géométrie de l'appareil (diaphragme cathodique : 0 mm. 1). Il est à remarquer que cette largeur est identique au diamètre que possèdent les trous de la grille sur l'image qu'en donnent les atomes neutres, ce qui constitue une vérification directe de la proposition énoncée.

Il nous a été difficile de vérifier avec précision la règle d'intensité. En même temps que la lentille était mise au point, diverses modifications de détail ont été apportées à l'appareil, qui ont leur part dans le gain d'intensité observé. Nous travaillons aujourd'hui avec un réseau croisé de fils de cuivre de 0 mm. 04 de diamètre, distants de 0 mm. 09 d'axe à axe. Ces grilles se trouvent facilement dans le commerce où elles sont normalement utilisées au tamisage des farines. Une surface circulaire de 10 mm. de diamètre, comprenant 9 700 mailles, est accessible aux rayons mais, dans les conditions normales de travail, une surface de 3 mm. de diamètre seulement est frappée par eux. C'est donc par un facteur 900 environ que l'intensité doit se trouver multipliée. En fait, l'intensité totale recueillie sur la plaque photographique est passée pour une finesse de parabole comparable, de 10^{-10} à 10^{-6} ampère environ. Elle est accrue d'un facteur 10 supplémentaire qu'il est tout à fait raisonnable d'imputer aux autres perfectionnements introduits, et en particulier au dispositif de centrage que nous décrivons chapitre II, § 7. Les plaques photographiques Schumann sans gélatine qui étaient impressionnées auparavant en quelques minutes sont maintenant voilées en quelques secondes et, en l'absence d'obturateur autorisant des poses plus courtes, sont inutilisables. Nous employons des plaques à gélatine ordinaires (Opta Lumière). C'est sur une telle plaque qu'ont été enregistrées, sur le cliché 2 de la planche I, en 6 minutes, avec un diaphragme cathodique de 0 mm. 1, les impuretés résiduelles de l'appareil. Nous pouvons même descendre aujourd'hui à un temps de pose voisin de 1 minute.

8. Conclusion. — Notre lentille concentre avec une forte puissance les faisceaux de particules chargées possédant une grande énergie, quelle que soit leur masse (ions ou électrons). C'est une particularité qui lui est propre. Au delà de

10 électrons-kilovolts les lentilles électrostatiques ordinaires ont une puissance insuffisante pour les besoins usuels et les lentilles magnétiques n'agissent plus que sur les électrons. On pourra maintenant concentrer à des distances inférieures au mètre, sur une plage de l'ordre de 10^{-2} mm², des faisceaux de particules qui approchent du million d'électrons-volts. Ce résultat est obtenu essentiellement en interposant en travers du faisceau une grille qu'on porte à une tension inférieure à 5 000 volts ; la construction et le maniement de la lentille sont donc simples. Néanmoins le système deviendrait délicat si l'on employait de forts courants de particules lourdes qui pulvériseraient les fils de la grille. Il est à prévoir que c'est pour des intensités de quelques milliampères que cet effet destructeur apparaîtrait.

Il est regrettable que tout système agissant sur des particules chargées soit affecté d'un important chromatisme. Mais, dans bien des recherches, il est peu gênant que la puissance d'une lentille dépende, comme la nôtre, de l'énergie des particules qui la traversent car celles-ci sont le plus souvent accélérées sous une différence de potentiel fixe qui leur communique à toutes la même énergie. Le chromatisme des lentilles magnétiques qui distinguent les *quantités de mouvement* serait beaucoup plus défavorable, tout au moins pour travailler sur des faisceaux de masse hétérogène. Nous noterons enfin que l'emploi d'une tension positive sur la grille rend notre lentille divergente, propriété qui peut avoir son utilité puisque les lentilles électroniques classiques sont toujours convergentes.

Les applications possibles de notre lentille résultent de ses propriétés mêmes et il serait prématuré de vouloir les énumérer. Il est probable que c'est sur les faisceaux d'ions positifs que son action sera le plus précieuse. Ainsi il y aurait de grands avantages, dans les essais de désintégration artificielle des éléments, à concentrer les projectiles sur une petite cible, soit pour détruire de faibles quantités de

matière, soit pour définir avec précision l'origine géométrique des produits de l'explosion nucléaire. En spectrographie de masse, où l'on travaille aussi généralement sur un spectre étroit d'énergie, notre lentille trouverait son emploi toutes les fois qu'une suite de diaphragmes isole un pinceau fin ; son rôle en ce sens a d'ailleurs été précisé dans l'introduction. Nous donnons, dans les chapitres suivants, des détails sur le spectrographe de Thomson auquel nous l'avons appliquée et sur les résultats qu'elle nous a permis d'obtenir.

CHAPITRE II

Description d'un spectrographe de masse à forte luminosité.

Nous donnons dans ce chapitre les caractéristiques principales du spectrographe de masse auquel nous avons appliqué notre lentille. Le schéma en est reproduit figure 4 et la photographie planche II (p. 32). Après une brève étude des diverses parties de l'appareil, nous revenons en détail, à la fin du chapitre, sur quelques points que nous considérons comme particulièrement importants.

1° Description générale.

1. **Source d'ions.** — Les ions sont généralement produits dans un ballon B en verre Pyrex, de deux litres de volume, prolongé selon les extrémités d'un même diamètre par des tubulures coniques rodées. L'une de ces tubulures s'engage sur la pièce ombrée J qui porte la cathode. Celle-ci est en aluminium et le plus souvent concave. Percée d'un trou de 4 mm. de diamètre et refroidie par une circulation d'eau intérieure à J, elle est fixée à 15 mm. en arrière du collet du ballon. Dans l'autre tubulure rodée s'encastre une pièce de laiton A, formant à la fois anode et anticathode, qui est terminée vers l'intérieur du ballon par une pastille vissée, généralement en fer, dont la forme peut être étudiée pour porter des substances émettrices de rayons anodiques

(sels de lithium par exemple). A est refroidie par une circulation d'eau sous tension, réalisée à l'aide d'un petit réservoir et d'une pompe isolés; un courant d'air sous pression empêche l'échauffement des parois du ballon. Le tube à décharge est protégé contre l'influence du champ magnétique par un écran de fer S. L'action de cet écran est du reste insuffisante en raison de l'évidement central qu'on est obligé de lui faire subir : l'intensité du courant qui franchit le diaphragme cathodique est diminuée de moitié quand l'électro-aimant est mis en marche.

La haute tension est fournie par un condensateur (110 000 volts, 14 milliampères) de la Compagnie de Radiologie. Le milieu du circuit secondaire est à la terre et les deux pôles opposés sont reliés à deux kénotrons qui laissent passer chacun alternativement une demi-onde positive qu'on envoie sur l'anode. La puissance est commandée sur le primaire par un autotransformateur. En dérivation sur le ballon nous plaçons un condensateur de 0,02 microfarad, suivi de deux résistances bobinées de 100 000 ohms chacune. La stabilisation qui en résulte est discutée paragraphe 8 (p. 44). Nous opérons généralement sous 40 kilovolts avec un débit de 10 milliampères et une pression de l'ordre de 10 baryes. Celle-ci, mesurée une fois pour toutes à la jauge de MacLeod, est contrôlée en valeur relative par la longueur de l'espace sombre de Crookes, qui est voisine de 12 cm. Dans des essais antérieurs nous employions pour source de tension une bobine d'induction alimentée par un interrupteur à jet de mercure. Les potentiels obtenus sont de grandeur comparable mais les débits sont considérablement plus faibles pour le même état du vide (de l'ordre de 1 milliampère), en raison de la faible durée des impulsions.

Après évacuation du ballon et fermeture du robinet R_2 , un débit continu de gaz est établi à l'aide de l'arrangement schématisé figure 5. Le pompage compensateur se fait automatiquement à travers le diaphragme cathodique. C'est la

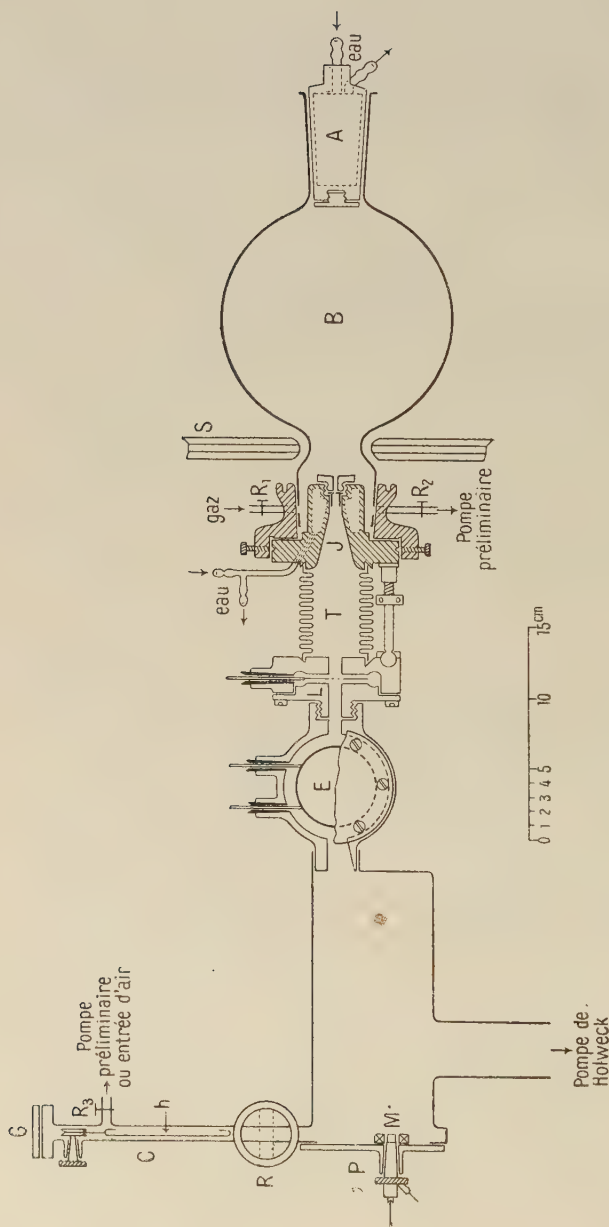


Fig. 4. — Schéma du spectrographe :

S. Ecran magnétique.

T. Tube souple.

L. Lentille.

E. Champs sélecteurs.

P. Plateau métallique portant le système récepteur M.

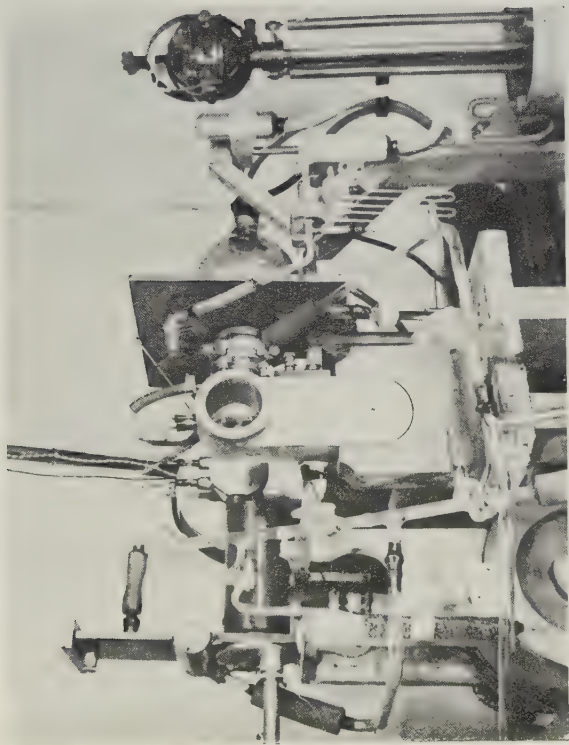
A. Anode.

B. Ballon producteur des ions.

J. Pièce assurant le centrage de la cathode par rapport au ballon.

C. Cuve dans laquelle coulisse le châssis h.

G. Glace mobile.



Photographie du spectrographe.

MASSON ET C^{ie}, ÉDITEURS.

vitesse de l'écoulement dans le capillaire c qu'on règle, en cours de marche, à l'aide d'une colonne mobile de mercure qui commande la pression en v_2 . Une réserve de gaz est gardée dans le volume v_1 . Divers robinets facilitent les

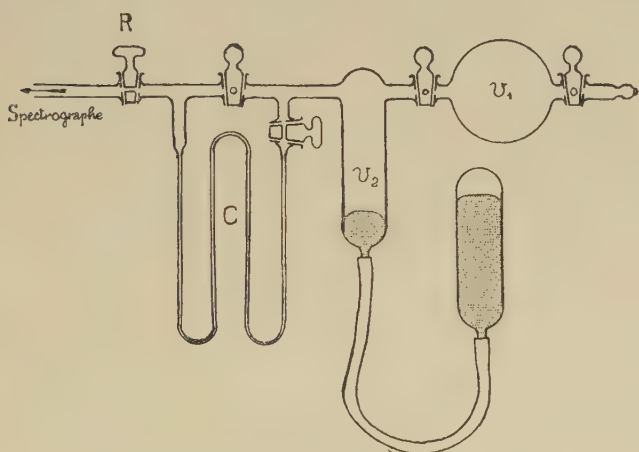


Fig. 5. — Système d'introduction des gaz.

manipulations nécessaires. Canalisation d'entrée de gaz comme canalisation de pompage aboutissent sur le ballon à hauteur de la cathode, afin d'éviter tout retour de décharge sur le mercure ou sur la pompe.

2. Diaphragme. — Immédiatement derrière la cathode est placé le diaphragme qui joue le rôle d'objet pour la lentille. C'est un trou circulaire de diamètre variable (de 0 mm. 1 à 0 mm. 5), percé dans une feuille métallique de 1 mm. d'épaisseur. Cette feuille forme la base d'un manchon cylindrique qui est enfoncé avec frottement dans le canal central de la pièce J. Elle peut être saisie à travers le ballon à l'aide d'une pince et facilement échangée. Le choix du métal dont elle est formée est important. Le laiton et le fer sont rapidement

détruits par l'impact des rayons positifs ; l'aluminium, par contre, nous a donné d'assez bons résultats. Encore faut-il que son adhérence à la pièce refroidie soit excellente, sans quoi l'on a tôt fait d'atteindre sa température de fusion. Un rubis d'horloger que nous avons tenté d'utiliser s'est ainsi trouvé détruit en 5 minutes, en raison de sa mauvaise conductibilité calorifique.

3. Lentille. — La pièce J et le tube souple T qui la suit sont destinés à assurer sous vide le centrage du faisceau ; une description détaillée en sera donnée plus loin (§ 7). Ensuite vient la lentille L, qui est de révolution autour de l'axe général de l'appareil. Il y a dans sa construction une partie délicate : l'électrode centrale doit être bien parallèle aux faces planes qui la bordent de part et d'autre. Nous sommes parvenu à réaliser ce parallélisme en supportant l'électrode, dans son propre plan, par deux tiges métalliques qui s'enfoncent dans l'âme de deux longues pipes coniques en Pyrex, rodées elles-mêmes dans des bossages rigoureusement centrés par des procédés mécaniques. Une de ces pipes ressort en noir sur la figure 5 et le montage, vu de face, a le même aspect que celui de l'électrode isolée E du champ électrique. L'électrode de la lentille a la forme d'un disque de 5 cm. de diamètre, supporte la grille en son milieu et a une rigidité suffisante (0 mm. 5 d'épaisseur) pour ne subir aucune déformation au cours des manipulations. On la met en place en enlevant la partie arrière de la lentille qui est fixée par un rodage plan graissé et quelques vis. Les divers types de grille utilisés ont été décrits dans le chapitre précédent (§ 7), de même que les caractéristiques de la lentille en largeur et en ouverture. La tension est donnée par un générateur à 5 000 volts alimenté sur le secteur alternatif et stabilisé sur le primaire par des lampes fer-hydrogène, sur le secondaire par des lampes au néon.

4. Champs sélecteurs. — A 8 cm. de la lentille règnent horizontalement les champs sélecteurs, en E.

Le champ électrique est obtenu entre deux disques de 5 cm. 5 de diamètre distants de 10 mm. L'un d'eux est solidaire de la masse de l'appareil. L'autre, isolé, est introduit et fixé par le même moyen que l'électrode de la lentille. Les tensions utiles varient de 500 à 1 000 volts. Elles sont données par des piles ou par un générateur à 1 200 volts alimenté sur le secteur. Le montage doit être réalisé avec le plus grand soin. Si le champ n'est pas très homogène, il est difficile de lire les clichés avec précision : les raies s'écartent de la forme parabolique, elles sont dissymétriques par changement de signe de la tension et l'identification de leur masse devient incertaine.

On évite mal, de toute façon, la polarisation des électrodes ; elle est même d'autant plus marquée sur notre appareil que les courants d'ions sont plus intenses. Des charges viennent adhérer aux plateaux, diminuent le potentiel réellement appliqué et le diminuent de façon irrégulière car leur densité est plus grande au centre du faisceau que vers les bords. Les divers rayons du faisceau sont donc irrégulièrement déviés et leur région de concentration sur la plaque photographique s'en trouve élargie de plusieurs dixièmes de millimètre. En pratique, l'effet est négligeable quand l'électrode isolée est à une tension positive, car ce sont les charges négatives qu'elle attire alors et leur proportion est très faible, tandis que la mise à la terre de l'électrode opposée suffit à dissiper l'apport des charges positives perturbatrices. C'est ce sens de champ que nous avons adopté dans nos essais de collection des isotopes. Mais, pour prendre des photographies, il est bon de pouvoir utiliser aussi l'autre sens de déviation. La dorure des électrodes, qui fut employée par Aston avec un succès partiel [21], ne nous donna pas de résultat appréciable. Après divers essais, nous avons trouvé que l'introduction de condensateurs de forte capacité (de 20 à 50 microfarads)

en dérivation sur la source de tension suffit à affiner les raies presque entièrement. Leur mode de fonctionnement n'est pas très aisé à comprendre, mais il est probable qu'ils jouent le rôle de volant de potentiel pour l'électrode isolée, comme le faisait pour l'électrode à la masse la forte capacité de l'appareil et du sol.

Le champ magnétique est donné par un petit électroaimant dont les pièces polaires viennent s'appliquer sur les faces planes de la boîte E. Leur diamètre est de 7 cm. ; l'entrefer vaut 25 mm. On est encore loin de la saturation dans les domaines de champ utilisés. Le courant d'excitation est ainsi proportionnel au champ créé (1 ampère environ pour 1 000 gauss), proportionnel aussi à la racine carrée de la masse qui parvient en un point donné de la plaque photographique, circonstance qui rend aisée l'identification des paraboles quand on les fait défiler devant le système récepteur pour en mesurer l'intensité (voir p. 44). Un champ de 2 000 gauss impose la déviation voulue (48 mm.) aux ions de carbone de 25 000 électrons-volts.

5. Détection visuelle et photographique des particules. — Au sortir des champs les rayons se propagent à l'intérieur d'un cylindre de 8 cm. de diamètre, dont l'axe est décalé par rapport au faisceau. Ce décalage permet d'augmenter la dispersion pour un même encombrement total. A la base terminale du cylindre, distante de 24 cm. 4 du centre des champs, est fixé par un rodage plan, soit une simple glace recouverte d'une substance fluorescente, soit un plateau métallique P portant, en même temps qu'un petit écran fluorescent, le système de mesure M décrit plus loin (§§ 8 et 9). Nous n'avons pu, jusqu'à présent, trouver de substances fluorescentes qui résistent plus de quelques secondes aux grosses intensités que nous recevons. Willemite ou sulfures de zinc conservent cependant, après un premier éclat, une luminosité suffisante pour qu'on puisse vérifier à l'œil, en particulier avant chaque photographie, le bon état de marche de l'appareil.

La plaque photographique est portée par un châssis h qui coulisse sans frottement à l'intérieur d'une cuve parallélépipédique C . Une poulie commandée de l'extérieur par un cône rodé et graissé assure les déplacements verticaux qui permettent de dégager l'accès de l'écran fluorescent porté par P . Le décalage de l'axe du cylindre par rapport au faisceau interdit de faire plus de deux poses sur le même cliché, mais l'inconvénient est minime car la plaque peut être introduite dans l'appareil sans que le vide général s'en trouve compromis. Pour cela, la cuve C est reliée au cylindre par l'intermédiaire d'un robinet conique en métal R , dont l'âme épouse exactement la forme de fente de la cuve (5×90 mm.). Quand la clef du robinet a sa fente verticale, le châssis peut passer à travers elle; quand elle a sa fente horizontale, la cuve se trouve coupée de l'ensemble du spectrographe. On peut alors faire impunément sur ce compartiment isolé, à l'aide du robinet R_3 , toutes les manipulations d'entrée d'air et de pompage nécessitées par le chargement de l'appareil. Une glace G jointe à la graisse permet d'introduire (ou d'enlever) le châssis; on déplace en même temps la poulie, qui est seulement vissée sur le cône qui la soutient. Sur la photographie de la planche II, une seconde canalisation de pompage est visible; elle a pour objet de maintenir constamment sous vide l'intérieur de la clef, pour le cas où son étanchéité serait insuffisante. Dans l'ensemble, ce dispositif s'apparente à celui qui fut employé par Conrad en 1930 sur le même type de spectrographe [22].

6. Vide. — Le spectrographe comporte deux étages de vide. Dans le ballon producteur des ions, la pression doit rester assez forte pour que la décharge se produise; dans la chambre où se propagent les rayons, au contraire, on a intérêt à assurer un vide aussi poussé que possible pour éviter des troubles gênants et notamment la diffusion des particules. Le tube à décharge est donc évacué par une simple pompe à

palettes et la pression y est maintenue aux environs de 10^{-2} mm. de mercure. La chambre d'observation, elle, est en communication avec une pompe moléculaire de Holweck et la pression n'y dépasse pas 10^{-4} à 10^{-5} mm. Une lampe à trois électrodes, dont on mesure le courant de grille pour des valeurs données du courant de plaque y sert de jauge à ionisation. Pour un milliampère sur la plaque, on reçoit 0,2 microampère environ sur la grille. Il ne s'agit là que d'une moyenne, variable en particulier avec la pression du ballon.

L'étanchéité de l'appareil est assurée par de la picéine, de la graisse à froid ou des caoutchoucs. En soignant particulièrement les montages, nous sommes parvenu à la rendre excellente, malgré le grand nombre des joints et la nature métallique du spectrographe. Quand il arrive que le fonctionnement de l'appareil soit suspendu pour plusieurs semaines, la pression ne monte pas spontanément au-dessus du dixième de millimètre de mercure. Quand on est contraint de faire rentrer l'air pour une manipulation quelconque, l'état normal de marche est retrouvé en moins d'une demi-heure.

2° Etude de quelques points particuliers.

7. Centrages. — Dans toute la partie métallique du spectrographe, il est facile d'assurer par construction de bons centrages mécaniques. Dans la fabrication du tube à décharge, au contraire, il est impossible d'obtenir mieux qu'une symétrie de forme assez grossière, puisque l'essentiel du travail se fait à la main. Cette imperfection est la source de graves difficultés. La concentration des ions de la décharge en un faisceau relativement fin résulte du dépôt de charges positives sur les parois de verre qui environnent la cathode. Ces charges s'accumulent et exercent bientôt sur les autres particules incidentes une force suffisante pour en repousser

la majeure partie vers l'axe du tube, lequel épouse dans cette région la forme d'un collet étroit. L'emplacement et la direction du faisceau sont donc déterminés par la forme du collet, essentiellement mal connue, et par la répartition géométrique des charges à l'intérieur du tube, toujours un peu variable avec la pression du tube et le débit qui le traverse. La forme de la cathode et son retrait plus ou moins prononcé dans le collet peuvent aussi avoir leur influence, pour autant qu'ils modifient les conditions d'équilibre de la décharge, mais il n'y a aucune raison pour que l'axe de densité maxima du faisceau coïncide avec l'axe de la cathode et passe par le diaphragme collimateur qui est centré sur elle. On a ainsi de grandes chances de perdre une fraction excessive des ions produits et ceux même qui parviennent à franchir le diaphragme ne se propagent généralement pas suivant l'axe du spectrographe. Cette difficulté, bien connue des expérimentateurs qui travaillent sur les rayons positifs, était soulignée récemment encore par Aston qui notait ⁽¹⁾ que « le déplacement latéral d'une fraction de millimètre du collet par rapport à la cathode peut faire toute la différence entre le succès et l'échec, de sorte qu'il n'est pas toujours possible de reproduire un arrangement favorable une fois que le ballon a été démonté ». C'est pour éviter ces tâtonnements longs et incertains que nous avons mis au point un dispositif permettant de retrouver par un réglage simple le montage qui transmet l'intensité maxima.

Un joint plan rodé et graissé permet de réaliser sous vide ce déplacement latéral qui détermine le succès. Notre joint sépare la pièce J en deux parties (fig. 4). Le ballon est fixé à l'une, la cathode à l'autre. Quatre vis s'appuyant sur une gorge commandent le glissement. Pendant que la décharge passe on fait défiler lentement, en manœuvrant les vis, le faisceau d'ions devant le diaphragme, jusqu'à ce que l'inten-

(1) ASTON. *Mass Spectra and Isotopes*. London (1933), 57.

sité qui parvient sur la grille de la lentille, lue au galvanomètre, soit maxima. Le réglage est très précis : avec des vis dont le pas vaut 1 mm. 25, une rotation de un dixième de tour, correspondant à un déplacement à peine supérieur à 0 mm. 1, est déjà très sensible quand le diamètre du diaphragme est de 0 mm. 2. Au voisinage du réglage optimum un déplacement de l'ordre du millimètre suffit à modifier d'un facteur 10 l'intensité recueillie. C'est dire que cette légère complication apportée au montage du ballon à gaz est loin d'être superflue. L'arrangement est fort maniable ; nous n'avons, en particulier, rencontré aucune difficulté du fait d'un séchage éventuel de la graisse, qui compromettrait le vide au moment du glissement.

Il reste à faire coïncider le pinceau avec l'axe du spectrographe. Pour cela il faudrait faire basculer le ballon autour du diaphragme pris comme point fixe. Nous n'avons pu y parvenir en raison de l'exiguïté que doit conserver la pièce J, mais nous réalisons un mouvement analogue autour de la lentille en jouant sur le tube souple T. Ce tube est en métal tombac. Son orientation est réglable à l'aide de trois tiges réparties à 120° parallèlement à lui. Une des extrémités de chaque tige est fixée dans la lentille par une rotule, l'autre extrémité s'enfonce dans J par une vis sans fin. L'inconvénient de cet arrangement est que, si l'on peut bien donner au faisceau toutes les orientations désirées, on ne saurait l'empêcher de traverser la lentille en une région qui est toujours la même et n'est pas nécessairement centrée. Quand on applique la tension sur la grille, on risque alors d'observer un déplacement moyen des particules qui est dû à l'action de la lentille sur le rayon moyen du faisceau. De fait, avec notre ballon, le faisceau traverse la lentille un peu trop bas et les particules sont relevées. Cet effet rend plus délicate la mesure des déviations photographiques et c'est à lui que nous faisons allusion dans le chapitre premier (p. 25). Il est pourtant déjà précieux de pouvoir orienter le faisceau à son gré pour l'em-

pêcher, par exemple, de buter contre des obstacles ou pour le faire tomber sur un système récepteur dont la position est imposée (voir ci-dessous, § 8).

8. Collection des particules. — Les particules, déviées par le champ électrique et le champ magnétique, tombent sur le système récepteur M. Celui-ci est essentiellement constitué d'une feuille de clinquant f percée d'une fente (fig. 7). Les dimensions et l'orientation de cette fente sont combinées de manière qu'une seule parabole puisse la franchir. Une cou-

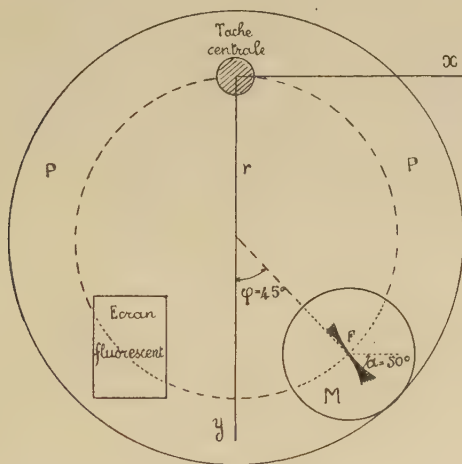


Fig. 6. — Emplacement et orientation de la fente réceptrice.

pelle métallique c placée derrière reçoit ainsi des ions qui ont tous la même masse. Nous donnons dans ce paragraphe quelques précisions sur la position du système récepteur, les caractéristiques de la fente et la méthode de travail.

Le système récepteur doit être fixé, sur le plateau P, dans une région où la dispersion soit forte. Si x et y sont les coordonnées du centre F de la fente, mesurées par rapport à la

tache centrale et aux axes de déviation électrique et magnétique (fig. 6), la distance d qui sépare, au voisinage de F, deux paraboles caractérisées par une variation relative de masse $\frac{dm}{m}$, est, en introduisant l'angle α des paraboles avec l'axe des x :

$$d = x \sin \alpha \cdot \frac{dm}{m},$$

$$\sin \alpha = \frac{1}{\sqrt{1 + \left(\frac{2x}{y}\right)^2}}.$$

En pratique, il est commode de faire tomber la tache centrale à la même distance que F du centre de P, soit r , afin de pouvoir mesurer par une simple rotation du plateau le courant total en l'absence de champs. Dans ces conditions, x et y dépendent d'un paramètre unique, φ , et l'on trouve aisément que la dispersion est maxima au voisinage de $\varphi = 45^\circ$; elle vaut alors :

$$d = 0,55 \cdot r \cdot \frac{dm}{m}.$$

Sur notre appareil, $r = 28$ mm. La parabole correspondant à l'isotope 11 du bore est séparée de ses voisines par 1 mm. 4.

La largeur d'une parabole en son point de concentration est nettement inférieure à cette valeur. D'après les propriétés de notre lentille et les caractéristiques géométriques de notre appareil, cette largeur l dépend du diamètre s du diaphragme cathodique par la relation :

$$l = 0,18 + 2,6 \cdot s \text{ millimètres.}$$

Pour $s = 0$ mm. 2, par exemple, $l = 0$ mm. 7. Mais la parabole est élargie, de part et d'autre du point optimum, par le chromatisme de la lentille. Un écart de n o/o sur la valeur particulière de l'énergie qui est focalisée se traduit par une variation égale sur la déviation électrique x et entraîne un

élargissement δl dont on calcule aisément l'expression théorique :

$$(19) \quad \delta l = 3,5 . D . \frac{n}{100} .$$

La quantité D qui intervient ici mesure le diamètre du faisceau au passage de la lentille; elle vaut, dans les conditions usuelles de vide et de tension, 3 mm. et se déduit de l'observation du dépôt de carbone recueilli sur la grille. La largeur de la parabole s'accroît donc de 0 mm. 1 pour chaque variation de 1 0/0 sur l'abscisse ou l'énergie. Elle atteint 1 mm. 4 (pour $s = 0$ mm. 2) dès qu'on admet une bande d'énergie large de ± 7 0/0, ce qui correspond, étant donné les valeurs de x (20 mm.) et de α (50°), à 4 mm. de longueur de fente. C'est cette longueur que nous avons adoptée, avec une largeur de 1 mm. seulement afin de ménager l'éventualité d'un léger décalage entre la position de la fente et celle de la parabole qu'elle recueille.

Il faut noter qu'aucune erreur d'orientation n'est possible, car la feuille f est supportée par un cône qu'on peut tourner de l'extérieur grâce à un rodage graissé (fig. 7). Le système de mesure auquel est reliée la coupelle (§ 9) permet de vérifier expérimentalement que l'azimut déterminé par le calcul est bien celui pour lequel la fente laisse passer le nombre maximum de charges positives. D'une façon générale, du reste, les divers calculs qui viennent d'être développés sont bien vérifiés par l'expérience.

Le réglage se fait de la manière suivante : par observation sur l'écran fluorescent, on détermine les valeurs du champ électrique et de la tension de grille qui amènent et focalisent la région la plus intense des paraboles le long d'une verticale symétrique de celle de F par rapport à l'axe des y . Puis on parfait ce réglage en inversant le champ électrique; en opérant sur une parabole spécialement intense (oxyde de carbone), on arrive à préciser les valeurs choisies à 1/50 près. Le réglage effectué sur une parabole est d'ailleurs valable

pour toutes. La variation du champ magnétique fait défiler les raies devant la fente et leur masse caractéristique est mesurée par le courant d'excitation de l'électro-aimant (cf. § 4).

La coupelle sur laquelle viennent se fixer les particules doit être pure de toute contamination préalable par la substance chimique à recueillir; sa forme doit être étudiée de manière à éviter les pertes par rebondissement; elle doit pouvoir servir de cible dans les désintégrations nucléaires. Nous n'avons pu malheureusement procéder à la mise au point de ces questions délicates, qui aurait nécessité des essais de bombardement par protons ou deutons avec un générateur dont nous ne disposons pas. Il résulte seulement de notre étude que la pureté des échantillons qui parviennent sur la coupelle est pratiquement parfaite. Les dangers de contamination par l'intérieur du spectrographe sont écartés, du fait que les atomes neutres tombent en un point largement éloigné du système récepteur.

Il nous paraît utile de préciser l'influence du chromatisme de la lentille. Ce chromatisme entraîne un évasement des paraboles qui oblige à ne garder qu'une tranche mince du spectre énergétique des ions. Cet inconvénient serait nul s'il était possible de rassembler à l'intérieur de cette tranche les énergies de tous les ions produits. C'est ce que nous avons tenté en stabilisant la haute tension par des condensateurs (cf. § 1). Le résultat s'est trouvé médiocre. Notre tension est stabilisée à ± 5 o/o, ce qui devrait être suffisant puisqu'on peut admettre une bande d'énergie de ± 7 o/o. Mais l'étalement des énergies dans un ballon à gaz tient, bien plus qu'aux irrégularités de l'onde de tension, à la diversité d'origine des ions et aux chocs inélastiques qu'ils subissent avant la cathode; si bien que, lorsque notre ballon est alimenté sous 36 ± 2 kilovolts, ce sont les ions de 25 kilovolts qui sont en majorité. Cependant nous avons gagné par cette méthode un facteur 2 sur l'intensité recueillie.

A défaut de pouvoir régulariser les énergies des particules, on doit tout au moins s'efforcer d'en réduire la divergence, puisque c'est le diamètre D du faisceau au passage de la lentille qui, d'après (19), détermine la rapidité de l'évasement. C'est là affaire de tâtonnement sur les caractéristiques du tube à gaz et nous n'y insisterons pas. Notons seulement ici que, passé une valeur excessive de D , les avantages même de la lentille sont compromis. Une parabole est faite en effet d'une suite infinie d'images circulaires du diaphragme, dont le diamètre va en croissant à mesure qu'on s'éloigne de la région de mise au point. Si l'élargissement des images est supérieur à la distance de leurs centres, la tache fine du point de concentration est dissimulée sous les taches trop larges des points voisins. Ce trouble est heureusement évité sur notre appareil, mais il apparaîtrait dès que D atteindrait 10 mm., ce qui oblige à limiter de toute façon à cette valeur l'ouverture de la lentille.

Si fortement d'ailleurs qu'on puisse réduire la divergence du faisceau, il est un moyen d'accroître le rendement de l'appareil auquel on devra renoncer : substituer au diaphragme cathodique circulaire une fente de même largeur mais de grande longueur, orientée parallèlement à la fente réceptrice. Quand la largeur des raies est bien régulière, chaque point de la fente-objet a pour image une parabole décalée tangentiellement à la parabole moyenne et qui se superpose avec elle sans élargissement. Il n'en est plus de même s'il existe des régions de bonne concentration qui ne coïncident plus les unes avec les autres et sont recouvertes par les parties évasées des paraboles voisines.

9. Mesure des courants. — La mesure des courants transportés par des particules de grande énergie est délicate. Lors du freinage des ions dans l'électrode métallique qui les reçoit, des électrons absorbent de l'énergie et sont chassés en grand nombre dans l'air environnant (rayons δ). Ils peuvent

aussi être projetés à partir des parois voisines de l'électrode et venir, au hasard de leur course, tomber sur elle. L'intensité de ces émissions parasites étant plusieurs fois plus grande que l'intensité même du courant incident, les résultats des mesures varient de façon imprévisible avec la géométrie du système récepteur et le point d'impact des ions. On arrive cependant à rendre les mesures correctes en baignant les alentours de l'électrode dans un champ magnétique. Les conseils que nous a donnés à ce sujet M. Grégoire

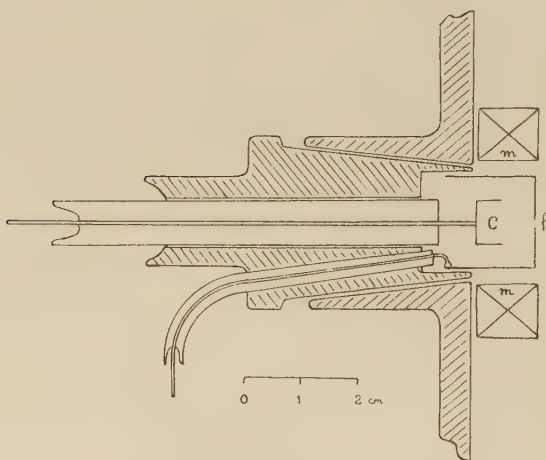


Fig. 7. — Système récepteur.

nous ont été précieux et nous lui en exprimons ici notre reconnaissance. Nous rappelons que les vides poussés que nous utilisons rendent entièrement négligeable l'ionisation du gaz par les particules incidentes (cf. § 6).

L'électrode *c* est un cylindre creux de 5 mm. de profondeur sur 8 mm. de diamètre (fig. 7). A 11 mm. en avant de sa base est fixée la feuille *f* dans laquelle est taillée la fente; cette feuille est supportée par un manchon cylindrique qui s'encastre dans la partie mâle du cône rodé. L'ensemble est

placé dans le champ magnétique d'un petit aimant permanent au cobalt m ; ce champ vaut 300 gauss et est perpendiculaire à la direction des ions. Les électrons parasites, dont l'énergie ne dépasse vraisemblablement pas 100 électrons-volts, sont émis soit par l'électrode soit par la face extérieure de la feuille. Ces derniers peuvent passer à travers la fente dans la direction de l'électrode mais ils ne peuvent pas l'atteindre, car ils s'enroulent dans le champ magnétique sur un cylindre parallèle à la feuille et de diamètre inférieur à 3 mm. Une action analogue ramène sur l'électrode les électrons qui s'en sont échappés, si bien que la charge des ions seule est captée par le système de mesure.

Nous avons eu intérêt à compliquer ce montage en portant la feuille à une tension de quelques centaines de volts par rapport à l'électrode, grâce à une lame de mica qui l'isole électriquement du cône. Quand cette tension est positive, les électrons sont attirés hors de l'électrode et le courant apparent est accru. Il est multiplié par 6 avec 1 000 volts ; au delà, la saturation se produit. Il est ainsi possible d'augmenter, quand c'est nécessaire, la sensibilité du système récepteur, sans nuire à la sûreté des mesures. L'explication de ce phénomène n'est pourtant pas simple. Des enroulements magnéto-électroniques sont, en principe, déviés à angle droit du champ électrique quand celui-ci est faible, et c'est le cas ici (nous avons donné la démonstration de ce résultat dans une publication antérieure [23]). Les électrons devraient donc se mouvoir dans les mêmes tranches parallèles à la feuille qu'auparavant. De fait — et M. Grégoire avait obtenu un résultat analogue dans ses essais avec les particules α [24] — l'intensité reçue est, en présence d'un champ magnétique, insensible à l'action d'une tension *négative*. Il est probable que cette dissymétrie d'effet est due à la forme complexe de l'électrode et du champ électrostatique qui l'entoure.

Notre électrode est en relation avec un électromètre à fil de faible sensibilité (1 volt par division) et une résistance de fuite de 10^8 à 10^9 ohms. Nous utilisons aussi un galvanomètre shunté, dont le spot dévie de 1 mm. à 1 m. pour $2,5 \cdot 10^{-8}$ ampère. Galvanomètre comme électromètre doivent être protégés contre la haute tension par un blindage rigoureux.

CHAPITRE III

Résultats.

Nous avons choisi, pour nos premiers essais de séparation des isotopes, deux éléments légers, le carbone et le bore. Les corps de faible masse atomique sont en effet facilement détruits par les agents de désintégration nucléaire et facilement analysés par le spectrographe de masse.

Le carbone est composé de deux isotopes stables, de masses 12 et 13. Le second ayant par rapport au premier une abondance de 0,7 0/0 est difficile à recueillir en quantité notable. De plus, on ne peut l'obtenir pur, car l'emplacement de la raie de masse 13 est occupé par l'hydrure ^{12}CH de l'isotope principal, nettement moins abondant, il est vrai, que l'isotope ^{12}C lui-même. Ce qu'on reçoit sur la masse 13, c'est une substance enrichie en isotope lourd, tandis que sur la masse 12 on accumule des échantillons purs de l'isotope léger. Les ions de carbone sont produits spontanément dans le tube à décharge par les vapeurs des graisses et matières organiques qui assurent l'étanchéité de l'appareil. Ainsi, en faisant passer simplement la décharge dans l'air, nous recueillons, sur l'élément de parabole de masse 12, $0,3 \cdot 10^{-8}$ ampère. En employant du méthane, l'intensité s'élève à plus de $1 \cdot 10^{-8}$ ampère. En 10 heures — notre appareil supporte de forts débits pendant un temps que limite seule la fatigue de l'opérateur — 0,1 microgramme de substance est accumulé. C'est une quantité suffisante pour qu'on puisse la soumettre avec chance de succès au bombardement d'un faisceau de

protons ou de deutons, à condition de s'assurer toutefois qu'aucune contamination importante de l'échantillon par du carbone naturel n'est à redouter au cours du bombardement. Il sera intéressant de retrouver, à partir de cet isotope pur, la formation du noyau radioactif ^{13}N et de vérifier l'attribution aujourd'hui faite aux isotopes 12 et 13 respectivement des protons et des particules α émises sous l'influence des deutons.

Le bore est, en chimie nucléaire, beaucoup plus intéressant encore. Formé de deux isotopes de masses 10 et 11 et d'abondance comparable (20 et 80 o/o), il se prête par chacun de ses composants à des transmutations multiples avec une facilité particulière. Mais il est assez difficile à ioniser. Nos recherches portent en ce moment sur le choix du gaz à introduire dans la décharge. Nous avons employé avec un inégal succès composés halogènes et organiques. Quand la mise au point de notre méthode d'entrée de gaz nous aura permis d'éviter toute décomposition chimique des vapeurs utilisées en présence d'une trace d'humidité, l'intensité recueillie sera, pensons-nous, du même ordre de grandeur que sur le carbone.

Les résultats que nous venons d'indiquer n'ont d'autre prétention que d'apporter une première preuve expérimentale en faveur de la méthode de séparation des isotopes que nous avons imaginée. Certes, les quantités de matière que nous recueillons commencent à être suffisantes pour qu'on puisse expérimenter sur elles, mais elles sont trop faibles encore pour qu'il soit possible de conduire ces expériences en toute sécurité et sans précautions délicates. Nous sommes convaincu que notre méthode acquerra une portée pratique très supérieure au prix de quelques efforts supplémentaires, dont nous voulons maintenant indiquer la direction.

Les courants de l'ordre de 10^{-8} ampère que nous recevons sont obtenus avec des débits initiaux de plusieurs milliampères. Il subsiste donc, malgré notre lentille, des pertes d'in-

tensité énormes entre le tube à décharge et la coupelle où s'accumulent les substances. Elles sont, à vrai dire, un peu moindres que ne le laisseraient croire les chiffres précédents car les ions de carbone ou de bore ne contribuent que pour une petite part au débit total du ballon : nous recevons dix fois plus de courant sur des éléments parasites et, en particulier, $6 \cdot 10^{-8}$ ampère sur l'oxyde de carbone ; il y aurait donc lieu, accessoirement, de chercher à accroître la proportion des ions utiles dans le faisceau. Mais le rendement propre du spectrographe n'en restera pas moins faible : de l'ordre de 10^{-4} à 10^{-5} .

Les pertes se produisent en trois points : au passage du diaphragme, à la traversée de la grille, à la réception sur la fente. Nous avons pu, par des mesures de courant à hauteur de la lentille et de la tache centrale, en évaluer l'importance respective. Pour la grille, c'est simplement le rapport de la surface évidée à la surface totale qui entre en jeu. Il est, dans notre cas, de 0,3 et ne saurait être notablement accru qu'en sacrifiant la finesse des mailles. La fente, elle, élimine toutes les particules dont l'énergie est extérieure à une bande étroite. Cette élimination est nécessitée, comme nous l'avons montré en détail au paragraphe 8 du chapitre précédent, par le chromatisme de la lentille ; elle fait perdre un facteur 10 environ. Reste un facteur 1 000 qui est entièrement imputable à l'étranglement du faisceau par le diaphragme cathodique. Nous avons déjà signalé dans l'introduction (p. 7) cette infériorité de notre méthode sur les procédés, plus particuliers il est vrai, employés jusqu'alors. Nous cherchons aujourd'hui à la réduire autant qu'il se peut, en essayant tout à la fois de diminuer la largeur du faisceau au passage de la cathode et d'accroître le diamètre du diaphragme par lequel on l'oblige à passer.

La concentration des ions, dans un ballon à gaz, est purement empirique. Elle résulte, comme nous l'avons rappelé à propos de notre méthode de centrage (chap. II, § 7), de l'action

répulsive des charges qui s'accumulent à l'intérieur des parois de verre. Le nombre et la répartition n'en sont pas réglables. En entourant la cathode d'une électrode métallique dont le potentiel serait commandé de l'extérieur, on obtiendrait, sans doute, des résultats très supérieurs. C'est M. A. Dauvillier qui a attiré notre attention sur ce point et c'est sur son conseil que nous avons tenté cet essai. Une feuille de laiton en forme de cornet a été glissée à l'intérieur du collet du ballon. L'expérience a montré qu'il était inutile de lui appliquer une tension indépendante, car elle se charge positivement par elle-même et se porte à un potentiel dont on règle la valeur à l'aide d'une résistance de fuite, variable. A mesure que la résistance croît, le faisceau se concentre et le débit diminue. On passe les conditions d'équilibre habituelles quand la tension de l'électrode auxiliaire est voisine des deux tiers de la tension de l'anode; la résistance est alors de l'ordre d'une centaine de mégohms. Quand on va au delà, l'intensité du faisceau qui franchit le diaphragme est en effet considérablement augmentée, malgré la diminution du courant total. Mais nous avons été gêné par des difficultés d'isolement. Cathode et électrode supportent une différence de potentiel de plus de 30 kilovolts, sur une distance de quelques millimètres. Dans ces conditions, les aspérités d'une feuille assez grossièrement taillée amorcent inévitablement des étincelles que nous avons pu réduire en nombre, mais non supprimer. Nous reprenons ces essais avec une couche conductrice parfaitement lisse.

Quant au diaphragme cathodique, il n'est certes pas possible d'en augmenter le diamètre sans accroître parallèlement la largeur des paraboles, *tant qu'on s'en tient à la géométrie particulière de l'appareil que nous avons construit*. Mais il serait facile, avec un appareil mieux étudié, de disposer d'un trou plus large pour une même finesse des raies. Celles-ci sont en effet des images du diaphragme, fournies par la lentille. Leur dimension est à celle de l'objet comme

la distance lentille-plaque est à la distance lentille-diaphragme (car la règle classique du grandissement est valable quand on peut négliger, en première approximation, les aberrations de la grille). On a donc intérêt à placer la lentille aussi loin que possible de la cathode. C'est ce que nous n'avions pu faire jusqu'à présent, parce que le plan de notre appareil avait été conçu avant toute adaptation d'un système optique. Nous entreprenons aujourd'hui la construction d'un nouveau spectrographe qui permettra de multiplier par 5, pour le même pouvoir séparateur, le diamètre du diaphragme, et par beaucoup plus l'intensité recueillie.

SECONDE PARTIE

FOCALISATION EN CHAMP MAGNÉTIQUE TRANSVERSAL MESURE DES MASSES ATOMIQUES

CHAPITRE PREMIER

Images d'une source ponctuelle.

1. Position du problème. — Notre premier objet, dans ce chapitre, est d'établir les règles géométriques qui permettent de construire l'image d'une source ponctuelle émettant, à l'intérieur d'un angle solide étroit, des particules de courbure magnétique donnée. Nous examinerons ensuite comment se distribuent dans le plan les images d'une même source dues à des courbures diverses.

Un cas très simple est celui où les trajectoires entières sont baignées dans un champ homogène. La focalisation se produit alors après rotation de 180° et la méthode a été utilisée depuis longtemps par maints expérimentateurs. Il est utile de noter que la largeur de l'image est, par rapport au rayon de courbure magnétique ρ , de l'ordre du carré de l'ouverture du faisceau. Soit, dans le plan perpendiculaire au champ, A la source (fig. 8), AMB la trajectoire circulaire moyenne, O son centre, ANB' un rayon incliné sur elle de l'angle α à l'origine; ce rayon coupe le diamètre AOB au point B' tel que :

$$AB' = 2\rho \cos \alpha.$$

Tant que α est petit, BB' se réduit à :

$$BB' = \rho\alpha^2.$$

L'absence de termes en $\rho\alpha$ dans l'expression de la largeur de raie est caractéristique de l'angle de 180° pour lequel on dit précisément qu'il y a focalisation. Nous dirons de même, dans le cas le plus général, qu'il y a *formation d'une image quand les trajectoires convergent en un point, aux termes en α^2 près*, et quand il nous arrivera de caractériser une telle image par un seul point, il sera sous-entendu que la position de ce point n'est définie, dans la direction perpendiculaire au rayon moyen, qu'à l'approximation du second ordre.

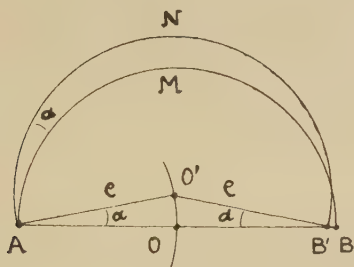


Fig. 8. — Formation des images dans la méthode classique de déviation à 180° .

Cette remarque n'est cependant valable que pour les particules qui se propagent dans le plan perpendiculaire au champ. Celles qui sont émises sous l'angle α par rapport à lui s'en écartent rapidement et restent à une distance de l'ordre de $\rho\alpha$ du rayon moyen, car leur vitesse est constante dans la direction du champ. Il y a tout de même pour elles formation d'une image en ce sens que, projeté sur le plan de symétrie, leur mouvement est identique à celui des particules médianes (avec cette restriction que leur rayon de courbure magnétique est diminué, comme leur vitesse, d'un terme en α^2). Employant un langage qui néglige les termes du

second ordre, on doit dire que l'image d'un objet ponctuel est un segment de droite parallèle au champ et non un point, mais la position de cette image est déterminée avec toute la précision possible par l'étude du mouvement plan que nous examinerons seul dorénavant.

Généralement objet et image sont en dehors du champ. Les particules traversent alors nécessairement, à l'entrée et à la sortie de l'électro-aimant, deux régions où le champ de fuites a une expression complexe et imprévisible. Pourtant la seule hypothèse de travail admissible est celle qui consiste à supposer le champ homogène dans un domaine nettement délimité (la projection du contour des pièces polaires) et nul à l'extérieur ; de la sorte les trajectoires passent brusquement de la forme rectiligne à la forme circulaire. Ce schéma est en désaccord évident avec les conditions d'une expérience pratique mais, dans la grande majorité des cas usuels, le champ est donné par un électro-aimant dont les pièces polaires sont larges et rapprochées de sorte qu'il est effectivement homogène dans la plus grande partie de l'entrefer et décroît rapidement à courte distance de celui-ci. Une petite zone de transition subsiste néanmoins au voisinage du bord des pièces polaires et il est important de savoir si la perturbation qu'elle apporte aux résultats du calcul théorique est, ou non, négligeable. Nous pensons qu'elle l'est, mais on ne peut songer à le montrer par un raisonnement rigoureux car la véritable justification des hypothèses faites ne saurait résulter que d'une confrontation directe des résultats avec l'expérience. Cette confrontation, quand elle a déjà pu être réalisée, se traduit par un accord (voir p. 74). En outre, une présomption en faveur de nos hypothèses peut être tirée des remarques suivantes, valables lorsque les pièces polaires possèdent la symétrie de révolution.

Soit R le rayon des faces terminales des pièces polaires, et d leur distance, faible vis-à-vis de R . La figure 9 est dessinée dans le plan central ; on y a représenté la projection P

de la circonférence des pôles, son centre C et un point M situé à la distance d de P. Quand une particule, venant de l'intérieur de l'entrefer selon une trajectoire circulaire, parvient en M avec une direction Mz que nous supposons confondue avec un diamètre pour simplifier le langage, elle est sur le point d'aborder la zone de transition continue qui nous intéresse. Sous l'influence du champ de fuites cette particule poursuit son chemin en s'écartant un peu de Mz , mais l'angle

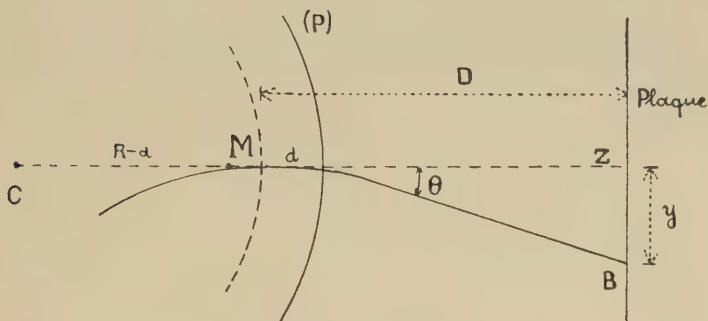


Fig. 9. — Trajectoire d'une particule dans le champ de fuites de l'électro-aimant.

qu'elle fait avec cette direction est faible vis-à-vis de 1, puisque c'est la déviation dans l'ensemble de l'entrefer qui est de l'ordre du radian. θ vaut alors, en première approximation, au moment où la particule frappe la plaque placée à la distance D du point M (cf. p. 11) :

$$(1) \quad \theta = \frac{e}{mv} \int_0^D H(z) dz.$$

Cette valeur de θ détermine à elle seule le point d'impact de la particule — avec une incertitude de l'ordre de la largeur d'image — car la majeure partie de la déviation est acquise au voisinage de M, de sorte que, ici aussi :

$$y = \theta D.$$

Plutôt que θ , d'ailleurs, il est avantageux d'introduire une grandeur physique qui lui est proportionnelle : le flux d'induction à travers la zone extérieure à la circonférence de rayon CM. Ce flux φ vaut :

$$\varphi = 2\pi \int_0^{+\infty} (z + R - d)H(z)dz.$$

Tant que la plaque n'est pas très proche de l'électro-aimant, on peut borner l'intégration à $z = D$. D'autre part, des trois termes entre parenthèses R est prédominant, au moins dans la région où H a une valeur notable : pour une décroissance exponentielle de H , par exemple :

$$H(z) = H_0 e^{-\frac{z}{z_0}},$$

la part d'intégrale due au terme en z est à celle qui est due au terme en R comme z_0 à R . φ se réduit donc à :

$$\varphi = 2\pi R \int_0^D H(z)dz = \theta.C^{\text{te}}$$

et la seule question qui se pose est la suivante : ce flux est-il, en pratique, évalué avec une bonne approximation dans l'hypothèse théorique où l'on ferait subir au champ une chute brusque à la limite des pôles? Nous répondons par l'affirmative, car c'est un fait d'expérience assez généralement vérifié que le champ *contre le fer des pôles* garde une valeur voisine de H_0 sur tout le diamètre des pièces polaires, même à des distances des bords nettement inférieures à la largeur de l'entrefer. Cela revient à dire que le *nombre* des tubes d'induction qui quittent les pièces polaires est peu modifié par l'existence du champ de fuites alors que, comme nous venons de le montrer, leur *déformation* n'a aucun retentissement réel sur la position de l'image. Il y a compensation approximative entre la diminution du champ à l'intérieur des pôles et son accroissement à l'extérieur.

Ce point acquis, une dernière simplification s'impose. Il n'est pas nécessaire, pour déterminer la position de l'image, de préciser complètement la forme du domaine où règne le champ homogène. Il suffit de connaître les points d'entrée et de sortie du rayon moyen, H et K , ainsi que les tangentes au contour du domaine en ces deux points, Hx et Ky (fig. 12). En déformant le contour sans changer son orientation on ne déplace pas l'image, car les longueurs des trajectoires incluses dans le domaine, et par suite leur inclinaison dans les parties rectilignes, ne sont perturbées de ce fait que d'une quantité du second ordre, négligeable. Ces diverses remarques permettent de donner une solution géométrique simple au problème posé.

2. Construction d'une image. — Nous supposons d'abord la trajectoire moyenne normale au contour du domaine (fig. 10). A étant la source et B l'image, AH est perpendicu-

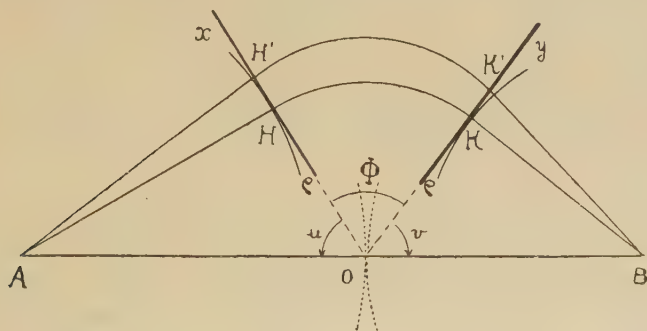


Fig. 10. — Construction de l'image B du point A pour une incidence et une émergence normales.

laire à Hx , BK et Ky . O est le centre du cercle HK . Il est légitime d'imaginer que le domaine est limité en H et en K par deux cercles centrés respectivement sur A et B . Les tangentes menées de A aux trajectoires circulaires HK , $H'K'$, etc., sont alors égales. Comme le rayon de courbure ρ de ces

qui n'est possible, au second ordre près, que quand cet angle est droit.

La généralisation au cas d'une incidence oblique est immédiate; d'où la construction de l'image dans le cas général (fig. 12). Par l'objet A , on élève la perpendiculaire sur le rayon moyen AH . Cette perpendiculaire coupe en A_1 la normale en H au contour d'entrée. On joint A_1 au centre O du cercle moyen décrit dans le champ. A_1O coupe en B_1 la normale en K au contour de sortie. L'image B est le pied de la perpendiculaire abaissée de B_1 sur le rayon émergent central.

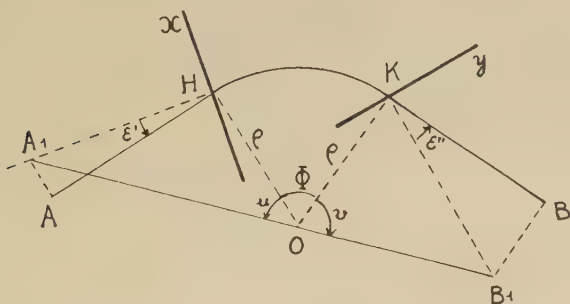


Fig. 12. — Construction de l'image dans le cas général.

Les raisonnements faits ne préjugent rien sur la position de l'image par rapport au contour de sortie. Il peut arriver qu'elle tombe en avant de lui et que le faisceau émergent diverge (image virtuelle). La construction précédente reste néanmoins valable, et il en est de même quand c'est l'objet qui est virtuel. Notre construction ne serait en défaut que dans les cas intermédiaires où objet ou image seraient très voisins des limites du champ : il ne serait plus légitime de négliger l'influence du champ de fuites, dont le flux ne serait coupé qu'en partie par les trajectoires. Mais on retrouve aisément, en pratique, un dispositif calculable en élargissant un peu les pièces polaires jusqu'à ce qu'elles envelop-

pent largement le faisceau, au delà de son point de concentration : A , A_1 , H ou B , B_1 , K sont alors confondus.

3. Lieu de plusieurs images — Pour un faisceau incident donné, il correspond une image de la source à chaque rayon de courbure magnétique, donc à chaque masse ou à chaque énergie séparée par le champ ; il est nécessaire, pour déterminer le lieu géométrique de ces images, de connaître sur une grande longueur la forme exacte du contour des pôles à la sortie du champ. Nous n'avons pas l'intention d'entreprendre

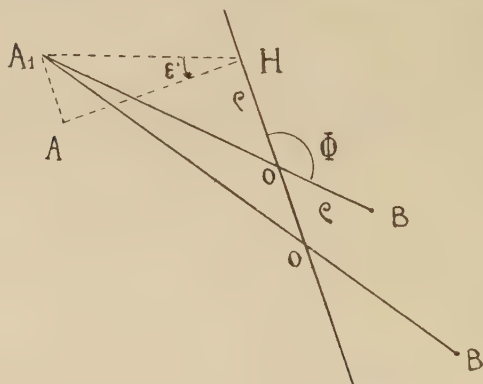


Fig. 13. — Lieu des images quand elles sont à l'intérieur du champ.

dre ici cette étude, mais seulement de faire remarquer qu'à moins d'un choix opportun de toutes les données, le lieu des images a une forme compliquée et ne se confond nullement avec une droite, sur laquelle il suffirait d'aligner la plaque photographique pour jouir d'une focalisation parfaite tout au long du spectre.

Ce choix des configurations particulières qui réduiraient le lieu à une droite est généralement difficile. Il est aisé, cependant, dans un cas : celui où l'extension du champ est assez vaste pour que toutes les images se placent à son inté-

rieur. Chacune de ces images se déduit de la source fictive A_1 en joignant A_1 à un point O d'une droite fixe perpendiculaire à AH (fig. 13), puis prolongeant A_1O d'une longueur ρ égale à OH . Le lieu des images passe nécessairement par le point d'incidence H . Il est rectiligne si l'angle de rotation Φ des particules dans le champ est indépendant de ρ , ce qui n'est possible que quand A_1 est confondu avec H ou indéfiniment éloigné. Dans le premier cas, nous retrouvons la source à l'intérieur du champ et la rotation à 180° . Dans le second cas, le faisceau incident est parallèle et, désignant par ε' l'angle d'incidence :

$$\Phi = \frac{\pi}{2} + \varepsilon'.$$

C'est l'arrangement proposé par Mattauch et Herzog en 1934 [26].

CHAPITRE II

Calcul des arrangements convenant aux recherches de précision.

On sait (voir introduction, p. 8) qu'un spectrographe destiné à la mesure précise des masses atomiques doit vérifier simultanément plusieurs conditions, dont les principales sont les suivantes : forte dispersion, expression simple de l'échelle des masses (linéarité, de préférence), double focalisation des énergies et des angles.

Il n'est pas nécessaire que cette double focalisation soit assurée sur l'ensemble du spectre car on se borne à comparer des raies voisines les unes des autres (doublets), qu'on peut toujours amener dans la région favorable de la plaque photographique. Il n'est pas nécessaire, en particulier, que le lieu de focalisation des angles soit rectiligne. Les deux types d'arrangement que nous venons de discuter — et qui ont été adoptés respectivement par Dempster [17] et par Mattauch [8] avec des formes convenables de filtre électrique — sont donc loin d'être les seuls possibles et ils présentent même à notre avis divers inconvénients. Ainsi leur dispersion est proportionnelle à $\rho \sin \frac{\Phi}{2}$, puisque la plaque photographique passe par le point d'incidence ; elle n'est élevée, pour une intensité de champ donnée, que si Φ est grand, ce qui oblige à disposer d'électro-aimants volumineux. En outre, si l'appareil de Mattauch focalise bien les énergies tout le long de la plaque, comme nous l'avons montré par la

géométrie dans une autre publication [27], il n'en est pas de même de l'appareil de Dempster, comme nous le montrons au cours de ce chapitre (p. 74).

Nous n'imposerons, quant à nous, que les conditions de focalisation suivantes : que les deux lieux où viennent se focaliser respectivement les énergies et les angles soient tangents l'un à l'autre en leur point de rencontre et que la plaque soit alignée sur cette tangente commune. Cette délimitation du problème en facilite grandement la solution. Nous commencerons par calculer, pour des géométries très générales et en nous aidant des constructions du chapitre précédent, la distance des points d'impact de deux rayons quelconques sur une plaque photographique placée dans le plan de façon arbitraire. Cette distance restant faible, en pratique, nous aurons le droit d'en développer l'expression suivant les puissances des divers paramètres qui caractérisent un rayon par rapport à l'autre et les conditions que nous nous imposons se traduisent simplement par l'annulation de certains termes du second ordre.

Le calcul sera d'abord effectué pour un champ magnétique pur ; diverses applications seront faites à la spectrographie des énergies. Puis l'on examinera le problème dans son ensemble en tenant compte des perturbations apportées, en spectrographie de masse, par le filtre des énergies. Nous n'exposerons ici que les grandes lignes du développement avec ses résultats ⁽¹⁾.

Formule générale. — Il faut tout d'abord faire une hypothèse sur la forme exacte du domaine où règne le champ. Comme en pratique les fers ne peuvent être taillés avec précision que dans les formes rectiligne ou circulaire, le mieux

(¹) Nous avons donné plus de détails sur le calcul lui-même dans la publication [28]. R. HERZOG et V. HAUKE, dans un travail tout récent (*Zeit. für Physik*, 108 (1938), 609), ont repris, par une méthode différente, une partie de notre étude et aboutissent à des résultats en plein accord avec les nôtres.

serait de limiter le domaine, à l'entrée et à la sortie des particules, par deux cercles dont on pourrait faire croître indéfiniment les rayons. Malheureusement l'introduction de ces deux paramètres complique le calcul à l'excès. Aussi avons-nous borné notre étude au cas d'un domaine limité par des droites, quitte à revenir, dans certaines applications (p. 75), sur l'éventualité de contours circulaires.

Hx et Ky sont ces droites-limites (fig. 14). Celle des deux trajectoires qui sera considérée dans les approximations

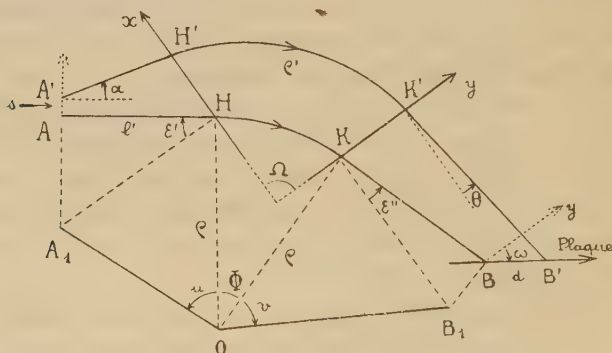


Fig. 14. — Notations.

ultérieures comme le rayon central du faisceau pénètre dans le champ en H sous l'angle d'incidence ϵ' , est déviée sous un rayon de courbure ρ , tourne de l'angle au centre Φ et sort en K sous l'angle d'émergence ϵ'' . Elle est issue d'un point A situé à la distance l' de H (l' est positif pour une source réelle). L'autre trajectoire se caractérise par le point A' où elle coupe la perpendiculaire à la trajectoire centrale menée par A ($AA' = s$), par son inclinaison initiale α sur cette trajectoire et par son rayon de courbure magnétique ρ' . La plaque rencontre le rayon médian en B ($KB = l''$) et fait avec la parallèle By' à Ky l'angle ω . Les axes sont orientés vers le côté convexe des trajectoires. Les angles sont comptés positi-

vement dans le sens opposé au sens de rotation des particules. C'est la distance BB' des points d'impact qui est l'objet du calcul. En introduisant deux grandeurs auxiliaires, l'angle d'émergence θ du second rayon et l'angle Ω (ou plutôt sa valeur absolue) de Hx avec Ky , il vient :

$$\frac{\cos(\omega - \theta)}{\cos \theta} \cdot d = \rho' [\cos \theta - \cos(\Phi + \epsilon'' + \alpha)] \\ - \rho [\cos \epsilon'' - \cos(\Phi + \epsilon'')] + \cos \Omega \cdot \frac{s \cos \alpha + l' \sin \alpha}{\cos(\epsilon' + \alpha)} \\ + l'' (\tan \theta \cos \epsilon'' - \sin \epsilon'');$$

$$(2) \quad \sin \theta = \sin(\Phi + \epsilon'' + \alpha) - \frac{\rho}{\rho'} [\sin(\Phi + \epsilon'') - \sin \epsilon''] \\ - \sin \Omega \cdot \frac{s \cos \alpha + l' \sin \alpha}{\rho' \cos(\epsilon' + \alpha)};$$

$$\Omega = \Phi - \epsilon' + \epsilon''.$$

En pratique les sources sont étroites, les faisceaux peu ouverts, les masses et les énergies comparées très voisines. $\frac{d}{\rho}$ est une quantité faible vis-à-vis de 1, qui peut s'exprimer en une série de puissances des quantités également faibles $\frac{s}{\rho}$, α , $\frac{\rho' - \rho}{\rho}$. Il est d'ailleurs illusoire de calculer les termes d'ordre supérieur au second, car le champ de fuites déplace le point B d'une quantité de cet ordre (voir p. 56) et le point B', par continuité, d'une quantité du troisième ordre par rapport à B. Il est commode d'autre part de poser :

$$\frac{s}{\rho} = \sigma$$

et de distinguer dans la variation du rayon de courbure l'effet de la masse et celui de l'énergie. Si :

$$m = m_0(1 + \gamma), \\ E = E_0(1 + \delta),$$

on a :

$$\rho' = \rho \sqrt{(1 + \gamma)(1 + \delta)}.$$

C'est en fonction de α , γ , δ et σ que se fait le développement. Enfin on doit s'attendre à ce que le coefficient du terme en α s'annule quand les conditions géométriques de la focalisation des angles sont vérifiées, c'est-à-dire quand les points A_1 et B_1 dérivés de A et de B par la construction de la figure 12 sont alignés avec O. Il est donc naturel d'exprimer ce coefficient en fonction, non des longueurs l' et l'' , mais des angles u et v de OH et OK avec OA_1 et OB_1 , qui déterminent aussi bien la position des points A et B sur le rayon moyen. En fait, ce sont des fonctions p et q de u et v qui s'introduisent naturellement. Leur expression est particulièrement simple, comme l'ensemble du développement, quand le champ est abordé et quitté normalement par le faisceau.

1° Incidence et émergence normales.

On pose :

$$(3) \quad \left\{ \begin{array}{l} p = \frac{l'}{\rho} \sin \Phi - \cos \Phi = - \frac{\cos (\Phi + u)}{\cos u}, \\ q = \frac{l''}{\rho} \sin \Phi - \cos \Phi = - \frac{\cos (\Phi - v)}{\cos v}. \end{array} \right.$$

Si B est l'image de A (voir fig. 10) :

$$u + \Phi - v = \pi \text{ ou } 0, \\ q = \frac{1}{p} = \pm \frac{\cos u}{\cos v} = \pm \frac{OB}{OA}.$$

q mesure la dissymétrie de l'arrangement et n'est négatif que si A et B se placent sur la même demi-droite issue de O, ce qui est impossible pour un objet et une image réels.

Les termes du premier et du second ordre du développement de $\frac{d}{\rho}$ sont, en détachant un facteur $\frac{1}{\cos \omega}$ commun à tous :

TABLEAU I

Termes	Coefficients $\times \cos \omega$
α	$\frac{1-pq}{\sin \Phi}$
γ et δ	$\frac{1+q}{2}$
σ	$-q$
α^2	$-\frac{1}{2}(p^2+q)$
γ^2 et δ^2	$-\frac{1}{8}[1+3q+2\cos\Phi+\sin^2\Phi+2\tang\omega\sin\Phi(1+q)]$
$\alpha\gamma$ et $\alpha\delta$	$\frac{1}{2\sin\Phi}[1+pq+(p+q)\cos\Phi+p\sin^2\Phi+\tang\omega\sin\Phi(p+2pq-1)]$
$\delta\gamma$	$-\frac{1}{4}[q-1+2\cos\Phi+\sin^2\Phi+2\tang\omega\sin\Phi(1+q)]$
$\sigma\gamma$ et $\sigma\delta$	$\frac{1}{2}[q+\cos\Phi+\sin^2\Phi+\tang\omega\sin\Phi(1+2q)]$
σ^2	$-\frac{\sin^2\Phi}{2}-q\tang\omega\sin\Phi$
$\alpha\sigma$	$-p\sin\Phi+\tang\omega(1-2pq)$

Les termes du premier ordre et le terme en α^2 ont déjà été donnés, sous une autre forme, par R. Herzog [19] et W. E. Stephens [28]. L'interprétation de ce tableau et les applications qu'on en peut faire sont simples dans le cas que nous examinons tout d'abord, où l'on sélectionne les énergies d'un faisceau dont toutes les particules ont la même masse.

1. Analyse des énergies. — Il n'y a pas de termes contenant γ . On assure tout d'abord la focalisation des angles en alignant A et B avec O, ce qui annule le terme en α et permet de remplacer partout p par $\frac{1}{q}$. La largeur de la raie centrale est alors commandée par le terme en α^2 d'une part

(focalisation au second ordre), par les termes contenant σ d'autre part (largeur de source); parmi ceux-ci les termes du second ordre sont négligeables car le terme du premier ordre n'est pas annulable. Terme en α^2 et terme en σ dépendent de q seul, comme le terme en δ (dispersion). Ces trois termes déterminent donc le choix de ce paramètre : pour accroître le pouvoir séparateur (rapport de la dispersion à la largeur de raie), on prendra q faible si l'influence de la largeur de source est prépondérante, $q = 2$ si l'ouverture du faisceau est grande. Dans les conditions usuelles, la valeur optima de q tombe entre 1 et 2.

Restent les termes en δ^2 et $\alpha\delta$. Le premier traduit la loi de distribution des énergies sur la plaque; le second mesure l'inclinaison de cette plaque sur le lieu des images. On peut les annuler tous deux par un choix convenable des paramètres Φ et ω : l'échelle des énergies sera linéaire et la plaque tangente au lieu. Il vient :

$$\cos^2 \Phi - 2q^2 \cos \Phi - q = 0,$$

$$\text{tang } \omega = - \frac{1 + (1 - q) \cos \Phi}{\sin \Phi}.$$

Pour $q = 1$ et $q = 2$, voici les caractéristiques géométriques des appareils proposés :

q	Φ	u	v	ω
1	114°30'	32°45'	— 32°45'	— 47°30'
2	97°	21°	62 °	→ 48°30'

Ces appareils présentent deux avantages considérables sur la méthode de déviation à 180° : la source et l'image sont en dehors du champ, donc facilement accessibles et à l'abri de toute perturbation magnétique; le volume du champ, mesuré par l'angle Φ , est considérablement réduit. Cepen-

dant le pouvoir séparateur, pour une même intensité de champ, n'est pas diminué. Il est même accru d'un facteur $4/3$ quand la source est étroite et que le second appareil est préférable.

2. Analyse des masses. — La discussion est plus compliquée parce que le champ magnétique est précédé d'un champ électrique qui a pour rôle de sélectionner les énergies. Si A symbolise encore la source des ions, les trajectoires se trouvent perturbées entre A et Hx et les calculs effectués jusqu'alors tombent en défaut ; si A, au contraire, représente un point intermédiaire entre les deux champs, σ , α et δ deviennent des fonctions compliquées des caractéristiques d'émission des particules et la signification physique des termes du tableau I est obscurcie. Il est possible cependant de s'en tenir à ce tableau en s'aidant des observations suivantes.

Le champ électrique règne habituellement entre deux plateaux cylindriques de section circulaire et de rayons très voisins. Sous cette forme il focalise les angles aussi bien qu'un champ magnétique transversal [29]. Les distances au champ de l'objet et de l'image sont données par une construction imitée de celle de la figure 10, à condition toutefois de remplacer le rayon de courbure ρ_e et l'ouverture Φ_e des plateaux par des valeurs fictives $\frac{\rho_e}{\sqrt{2}}$ et $\Phi_e\sqrt{2}$. Il est donc commode de prendre pour point A l'image électrique de la source des ions.

D'autre part, le mouvement des particules à l'intérieur du champ est, à l'approximation qui nous intéresse, indépendant de leur masse. Cette proposition est évidente pour les particules centrales du faisceau, qui se propagent selon le rayon moyen des plateaux : leur énergie E_0 est reliée au champ h par la formule :

$$\frac{2E_0}{\rho_e} = eh.$$

Pour les autres, il est facile de montrer que leur mouvement par rapport à la trajectoire moyenne ne dépend lui aussi, en première approximation, que de E_0 (cf. méthode des paraboles, p. 11), de sorte que les termes en γ , s'ils apparaissaient, ne pourraient être que du troisième ordre au moins.

Ainsi, le champ électrique sépare, comme le champ magnétique du paragraphe précédent, les énergies d'un faisceau divergent de particules dont le paramètre masse n'est pas à considérer. s est l'analogie électrique de BB' , α l'analogie de l'angle θ de la formule (2). Les développements de ces quantités sont eux aussi parallèles, à condition d'introduire les paramètres électriques p_e et q_e qui, dans le cas de focalisation des angles, vérifient :

$$q_e = \frac{1}{p_e} = \frac{\cos u_e}{\cos v_e}.$$

Il vient au premier ordre, *pour une source ponctuelle*, d'après R. Herzog [19] et en désignant cette fois par α_e l'inclinaison initiale d'une particule :

$$\begin{aligned} \frac{s}{p_e} &= \sigma, \quad \frac{p}{p_e} = \frac{1 + q_e}{2} \delta, \\ \alpha &= -p_e \alpha_e + \frac{\delta}{\sqrt{2}} \sin(\sqrt{2} \Phi_e). \end{aligned}$$

δ n'est pas modifié, sauf au second ordre, où de nombreux termes inconnus en α_e^2 , δ^2 et $\alpha_e \delta$ seraient à introduire. Quand on explicite σ et α par ces formules dans le tableau I, le coefficient de δ peut cette fois s'annuler, comme celui de α_e . Il y a double focalisation au point B, lequel se trouve alors à l'intersection des deux lieux d'images, quand :

$$(4) \quad \begin{aligned} pq &= 1, \\ \frac{p_e}{p} &= \frac{1 + p}{1 + q_e}. \end{aligned}$$

D'autre part les seuls termes du second ordre qui soient

encore connus contiennent tous γ ; ils s'écrivent, quand la double condition précédente est vérifiée :

TABLEAU II

Termes	Coefficients $\times \cos \omega$
γ^2	$-\frac{a}{8}$
$\alpha_e \gamma$	$-\frac{p_e}{2q \sin \Phi} . b$
$\delta \gamma$	$\frac{1}{4q} \left[c + b \sqrt{2} \frac{\sin (\sqrt{2} \Phi_e)}{\sin \Phi} \right]$

avec :

$$a = 1 + 3q + 2 \cos \Phi + \sin^2 \Phi + 2 \tan \omega \sin \Phi (1 + q),$$

$$b = 2q + (1 + q^2) \cos \Phi + \sin^2 \Phi + \tan \omega \sin \Phi (1 + q),$$

$$c = 2q + (1 - q) \cos \Phi + \sin^2 \Phi + \tan \omega \sin \Phi (1 + q).$$

a , b et c ne peuvent s'annuler simultanément. On ne peut donc à la fois rendre l'échelle des masses linéaire et placer la plaque tangentiellement aux deux lieux. Il faut sacrifier une des qualités aux deux autres, l'un des paramètres, q par exemple, restant arbitraire. Ainsi pour des recherches qualitatives, où la grandeur du pouvoir séparateur importe plus que l'expression de l'échelle de mesure, on renoncerait à annuler a ; on prendrait :

$$\Phi = \frac{\pi}{2},$$

$$\tan \omega = -\frac{1 + 2q}{1 + q}.$$

Si, au contraire, la précision des mesures est essentielle et la bande d'énergie étroite, c'est l'annulation de a et b qui s'impose. La solution est identique à celle du paragraphe

précédent. Elle est même assez favorable car l'angle des deux lieux, pour des valeurs moyennes de q , reste faible : pour $q = 2$, par exemple, il vaut 10° . Dans la méthode de déviation semi-circulaire, au contraire, cet angle atteint 90° pour $\Phi_e = \frac{\pi}{\sqrt{2}}$ et 42° pour $\Phi_e = \frac{\pi}{2}$ (valeur adoptée par Dempster [17]).

Le troisième type de solution, adapté au cas de faibles ouvertures angulaires, annule les termes en γ^2 et $\delta\gamma$:

$$\begin{aligned}\Phi_e &= \frac{\pi}{\sqrt{2}}, \\ \cos^2 \Phi + 2q \cos \Phi - q &= 0, \\ \omega &= -\left(\frac{\pi}{2} - \frac{\Phi}{2}\right).\end{aligned}$$

Ici aussi les deux lieux ont une orientation voisine. Pour $q = 1$, par exemple, l'angle qu'ils font entre eux n'est que de 6° . D'autre part la plaque est toujours perpendiculaire à la bissectrice de l'angle Φ . Elle passe par son sommet O pour $q = 1$. Alors l'arrangement est entièrement symétrique et Φ vaut $65^\circ 30'$. On retrouve, à peu de chose près, l'appareil construit par Bainbridge et Jordan en 1936 [18]. Ces auteurs avaient été conduits, par un calcul approximatif où les ouvertures angulaires étaient négligées, à choisir $\Phi = 60^\circ$. Les excellents résultats qu'ils obtiennent apportent indirectement une confirmation expérimentale du bien-fondé de nos propres calculs.

Nous avons laissé de côté, jusqu'à présent, l'influence de la largeur de source. Le grandissement magnétique $-q$ du tableau I est à multiplier simplement par un coefficient analogue $-q_e$ introduit par le champ électrique. C'est q_e qu'on a intérêt à réduire, afin de réserver q pour commander la dispersion. De faibles valeurs de ce paramètre seraient défavorables, puisque le terme en γ est proportionnel à $(1 + q)$. Cette raison nous a fait éliminer *a priori* les appareils qui font

tomber sur l'électro-aimant un faisceau convergent ou parallèle : quand l'image électrique A est un objet virtuel pour le champ magnétique, q ne peut varier qu'entre 0 et -1 .

3. Champ à contours circulaires. — Les calculs que nous venons d'effectuer supposent les contours du champ rectilignes. Des contours de forme quelconque nous obligeraient à modifier nos résultats, non au premier ordre si les tangentes Hx et Ky conservent leur direction, mais au second. Cependant les termes du second ordre qui contiennent γ sont insensibles à la forme du contour d'entrée, car les masses ne sont pas séparées avant le champ magnétique. De façon plus précise, le changement d'orientation imprimé à une trajectoire par la substitution au contour rectiligne d'un contour circulaire tangent de rayon R est :

$$(5) \quad \delta\alpha \text{ ou } \delta\theta = (HH' \text{ ou } KK')^2 \cdot \frac{\rho}{2R}.$$

KK' dépend de γ , mais pas HH' . Il se trouve précisément que les seuls termes du second ordre que nous ayons pu calculer et discuter dans le paragraphe précédent sont les termes en γ . Les conclusions de ce paragraphe restent donc valables pour n'importe quel contour d'incidence et il en est de même, pour une raison identique, de celles du paragraphe 1, à l'exception toutefois du terme en α^2 .

Sur la base de la relation (5), nous avons calculé les corrections qu'il faut apporter aux termes du tableau II quand le contour de sortie est circulaire. On trouve qu'il suffit d'ajouter à ses coefficients a , b et c le terme suivant :

$$\frac{\rho \tan \frac{\Phi}{2}}{R} (\cos \Phi + q) \begin{cases} (\cos \Phi - 1) \text{ pour } a, \\ (\cos \Phi + q) \text{ pour } b \text{ et } c. \end{cases}$$

L'introduction du nouveau paramètre R peut permettre de satisfaire à quelque condition physique supplémentaire et par exemple d'annuler simultanément les trois coefficients. Une discussion approfondie reste à faire.

Nous remarquerons seulement ici que le terme correctif a une expression particulièrement simple quand :

$$R = \rho \operatorname{tang} \frac{\Phi}{2}.$$

Ce cas a aussi un intérêt pratique, car cette même relation serait imposée si l'on voulait faire usage de pièces polaires de révolution. Malheureusement les expressions nouvelles de a , b et c ne sont, pas plus que les anciennes, annulables simultanément et leur annulation deux à deux, si l'objet doit être réel, oblige à choisir des angles Φ égaux ou supérieurs à 90° ce qui, pour une intensité de champ donnée, augmente à l'excès le rayon des pôles et leur encombrement.

2° Incidence et émergence quelconques.

Les raisonnements que nous avons développés dans le cas simple où l'incidence et l'émergence sont normales restent valables dans le cas général. Les calculs deviennent seulement un peu plus complexes. Nous en donnons ci-dessous les principales étapes.

Les expressions des paramètres p et q , généralisées de (3), sont les suivantes :

$$p = \frac{l'}{\rho} \frac{\sin \Omega}{\cos^2 \varepsilon'} - \frac{\cos (\Omega + \varepsilon')}{\cos \varepsilon'} = - \frac{\cos (\Omega + u + \varepsilon')}{\cos (u + \varepsilon')},$$

$$q = \frac{l''}{\rho} \frac{\sin \Omega}{\cos^2 \varepsilon''} - \frac{\cos (\Omega - \varepsilon'')}{\cos \varepsilon''} = - \frac{\cos (\Omega - v - \varepsilon'')}{\cos (v + \varepsilon'')}.$$

Si B est l'image de l'objet A (réels tous deux) :

$$u + \Phi - v = (u + \varepsilon') + \Omega - (v + \varepsilon'') = \pi,$$

$$q = \frac{1}{p} = \frac{\cos (u + \varepsilon')}{\cos (v + \varepsilon'')}.$$

p et q s'annulent encore quand image ou objet sont à l'infini.

Les termes du premier ordre du développement de $\frac{r^d}{\rho}$ sont, en détachant un facteur $\frac{1}{\cos \omega}$ et en posant :

$$\eta' = \frac{\sin (\Phi - \varepsilon') + \sin \varepsilon'}{\sin \Phi}, \quad \eta'' = \frac{\sin (\Phi + \varepsilon'') - \sin \varepsilon''}{\sin \Phi},$$

TABLEAU III

Termes	Coefficients $\times \cos \omega$
α	$\frac{\cos \varepsilon'}{\sin \Omega} (1 - pq)$
γ et δ	$\frac{\sin \Phi}{\sin \Omega} \cdot \frac{\eta' + \eta'' q}{2}$
σ	$-\frac{q}{\cos \varepsilon'}$

Il y a double focalisation en B quand, par une formule généralisée de (4) :

$$(6) \quad \frac{\rho_e}{\rho} = \frac{\sin \Omega}{\sin \Phi \cdot \cos \varepsilon'} \cdot \frac{\eta'' + \eta' p}{1 + q_e}.$$

Le calcul des termes du second ordre est rendu difficile, quand ε'' n'est pas nul, par le fait que la partie principale de θ est différente de zéro. Aussi avons-nous limité nos recherches au cas de l'émergence normale. Les termes en γ^2 , $\alpha_e \gamma$ et $\delta \gamma$ conservent la même forme que dans le tableau II, à quelques facteurs en ε' près, et introduisent de nouveaux coefficients a , b et c qui jouent le même rôle et dont les expressions sont les suivantes :

$$a = \eta' + 3q + 2 \cos (\Phi - \varepsilon') \\ + \sin \Phi \sin (\Phi - \varepsilon') + 2 \operatorname{tang} \omega \sin \Phi (\eta' + q),$$

$$b = 2q + q^2 \frac{\cos \Phi}{\cos \varepsilon'} + \cos (\Phi - \varepsilon') \\ + \sin \Phi \sin (\Phi - \varepsilon') + \operatorname{tang} \omega \sin \Phi (\eta' + q),$$

$$c = 2q + \left(1 - \frac{q}{\eta'}\right) \cos (\Phi - \varepsilon') \\ + \sin \Phi \sin (\Phi - \varepsilon') + \operatorname{tang} \omega \sin \Phi (\eta' + q).$$

dimensions de l'appareil ou l'importance de l'électro-aimant deviennent exagérées. A ce dernier point de vue, en particulier, le spectrographe de la figure 15 est avantageux. Son coefficient de dispersion, compté le long de la normale aux rayons et rapporté soit au rayon de courbure magnétique, ρ , soit à la longueur totale des trajectoires, L , est comparé dans le tableau suivant à celui des appareils connus :

Dispersion rapportée à	Mattauch	Bainbridge et Jordan	Dempster	Spectrographe de la figure 15
ρ	1	2	2	3,3
L	1	1,11	1,45	1,83

Pour $\rho = 25$ cm., par exemple, $L = 1$ m. 70 ; deux masses différant de 1 o/o sont séparées de 7 mm. sur la plaque photographique. Notre intention est d'entreprendre prochainement la construction de cet appareil.

Conclusion

Les calculs développés dans ce chapitre et les conclusions que nous en avons tirées n'ont pas la prétention d'avoir épuisé le problème très vaste que nous nous étions posé. Nos formules demanderaient notamment à être généralisées dans le cas de l'émergence oblique et des contours circulaires. Il serait précieux par ailleurs d'entreprendre une étude parallèle des conditions de focalisation en champ électrique cylindrique. Enfin nous n'avons signalé que certaines applications pratiques de nos résultats, considérées comme spécialement importantes pour les conditions habituelles d'expérimentation. Il va de soi que la discussion devrait en être reprise pour les besoins de chaque cas particulier.

BIBLIOGRAPHIE

1. M. MORAND. — *Annales de Physique*, 7 (1927), 103.
2. M. L. E. OLIPHANT, E. S. SHIRE et B. M. CROWTHER. — *Proc. Roy. Soc.*, **146** (1934), 922.
3. L. H. RUMBAUGH. — *Phys. Rev.*, **49** (1936), 882 ; W. R. SMYTHE et A. HEMMENDINGER. *Phys. Rev.*, **51** (1937), 178 et 1052 ; W. WALCHER. *Zeit. für. Phys.*, **108** (1938), 376.
4. F. W. ASTON. — *Proc. Roy. Soc.*, **115** (1927), 487.
5. K. T. BAINBRIDGE. — *Phys. Rev.*, **42** (1932), 1 ; **43** (1933), 103, 367. 378 et 424 ; **44** (1933), 56 et 57.
6. F. W. ASTON. — *Proc. Roy. Soc.*, **163** (1937), 391.
7. K. T. BAINBRIDGE et E. B. JORDAN. — *Phys. Rev.*, **51** (1937), 384 et 385.
8. J. MATTAUCH. — *Phys. Rev.*, **50** (1936), 617.
9. J. MATTAUCH et R. HERZOG. — *Naturw.*, **25** (1937), 747.
10. A. J. DEMPSTER. — *Phys. Rev.*, **53** (1938), 64.
11. L. CARTAN. — *Spectrographie de Masse*. Hermann et Cie, Paris (1937).
12. A. J. DEMPSTER. — *Phys. Rev.*, **11** (1918), 316.
13. K. T. BAINBRIDGE. — *Journ. Franklin Inst.*, **215** (1933), 509.
14. F. W. ASTON. — *Mass. Spectra and Isotopes*. Arnold and Co, London (1933), 38.
15. P. ZEEMAN et J. de GIER. — *Proc. Ak. Amsterdam*, **36** (1933), 609, etc.
16. F. W. ASTON et R. H. FOWLER. — *Phil. Mag.*, **43** (1922), 514 ; W. W. SAWYER. *Proc. Camb. Phil. Soc.*, **32** (1936), 453.
17. A. J. DEMPSTER. — *Phys. Rev.*, **51** (1937), 67.
18. K. T. BAINBRIDGE et E. B. JORDAN. — *Phys. Rev.*, **50** (1936), 282.
19. R. HERZOG. — *Zeit. für Physik*, **89** (1934), 447.
20. M. KNOLL. — *Archiv für Technisches Messen*, **1** (1932), 834.
21. F. W. ASTON. — *Mass. Spectra and Isotopes* (1933), 77.
22. R. CONRAD. — *Phys. Zeit.*, **31** (1930), 888.
23. L. CARTAN. — *Journal de Physique*, **5** (1934), 257.
24. R. GRÉGOIRE. — *Annales de Physique*, **2** (1934), 161.
25. N. F. BARBER. — *Proc. Leeds Phil. Soc.*, **2** (1933), 427.
26. J. MATTAUCH et R. HERZOG. — *Zeit. für Physik*, **89** (1934), 786.
27. L. CARTAN. — *Journal de Physique*, **8** (1937), 453.
28. W. E. STEPHENS. — *Phys. Rev.*, **45** (1934), 513.
29. A. L. HUGUES et V. ROJANSKY. — *Phys. Rev.*, **34** (1929), 284.

DEUXIÈME THÈSE

PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ

Les théories du phénomène supraconducteur.

VU ET APPROUVÉ :

Paris, le 17 Mai 1938.

Le Doyen de la Faculté des Sciences,
CH. MAURAIN.

VU ET PERMIS D'IMPRIMER :

Le Recteur de l'Académie de Paris,
G. ROUSSY.

